N° d'ordre 299

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre THIBAUD

Contribution à l'Étude des probabilités de transition électromagnétique

dans les noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar.

Soutenue le 2 Juillet 1970, devant la Commission d'Examen

Président	M. G. N. SIMONOFF
Examinateurs	M. P. M. ENDT
	M. P. CHEVALLIER
	M. J. YOCCOZ
	M. P. MENNRATH

1970

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543508_0018

N° d'ordre 299

THÈSE

PRÉSENTÉE

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Pierre THIBAUD

Contribution à l'Étude des probabilités de transition électromagnétique dans les noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar.

Soutenue le 2 Juillet 1970, devant la Commission d'Examen

Président	M. G. N. SIMONOFF
Examinateurs	M. P. M. ENDT
	M. P. CHEVALLIER
	M. J. YOCCOZ
	M. P. MENNRATH

1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)
TÉL. BORDEAUX (56) 92.92.81

Doyens honoraires : M. BRUS
M. CALAS

Doyen : M. VALADE

Professeurs honoraires :

M. KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M. PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX	
M. DANGEARD	
M. CAU	
M. GENEVOIS	

Professeurs :

M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. DAVID	Physiologie végétale
M. BLAIZOT	Physiologie de la nutrition
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREAC'H	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique
M. PATY	Chimie
M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité

M. ENNOUCHI	Géologie
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électronique
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc).
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. LABOUESSE	Biochimie
Mlle LAFFITTE	Physique
M. CLIN	Géologie
M. DESTRIAU	Chimie
M. BOTHOREL	Chimie
M. BLONDEL	Mathématiques
M. LOCHET	Physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. ANDRE	Zoologie et physiologie animale
M. AUROUZE	Hydrogéologie
M. HAUGAZEAU	Informatique
M. FRESNEL	Calcul infinitésimal
M. SOURISSEAU	Chimie
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie Physique
M. BARETS	Biologie animale
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. RIBEREAU-GAYON P.	Chimie oenologique
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
M. MOYES	Géologie
M. BERNET	Génétique
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. DRESS	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques

Maftre de conférences honoraire :

M. DE PUYMALY

Maftres de conférences :

Mme PETIT.....	Physique
M. SARDOS.....	Physique
M. DUMERY.....	Mécanique
M. GARNIER.....	Biophysique
M. LESCA.....	Mathématiques
M. MARTINET.....	Mathématiques
M. BOUARD.....	Biologie végétale
M. MINNAERT.....	Physique théorique
M. ABGRALL.....	Physique théorique
M. DE MATHAN suppléé par M. DAMEY.....	Mathématiques
M. BOISSEAU.....	Biologie générale
M. NASLAIN.....	Chimie minérale
M. ONILLON.....	Chimie minérale
M. HOGBE.....	Mathématiques

Conseiller Administratif :

M. LLORENS.

Ce travail a été réalisé au Centre d'Etudes Nucléaires de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur G.N. SIMONOFF pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, et pour avoir bien voulu accepter de présider la Commission d'Examen.

Je voudrais assurer de toute ma gratitude Monsieur le Professeur P. MENNRATH, dont l'aide et les conseils ne m'ont jamais fait défaut, lors de ce travail.

Monsieur P. CHEVALLIER, Professeur à l'Université de Strasbourg, Monsieur P.M. ENDT, Professeur à l'Université d'Utrecht et Monsieur J. YOCCOZ, Professeur à l'Université de Grenoble, ont bien voulu faire partie de la Commission d'Examen. Je les en remercie vivement.

Je voudrais remercier Monsieur Y. ABGRALL, Maître de Conférences à l'Université de Bordeaux, pour les nombreux contacts fructueux que j'ai pu avoir avec lui.

Je tiens à exprimer toute ma joie d'avoir travaillé avec Melles M.M. ALEONARD et D. CASTERA et MM. Ph. HUBERT et F. LECCIA, sans qui ces expériences n'auraient pu être faites.

Je remercie tous mes camarades des équipes de l'Accélérateur Van de Graaff, de l'atelier de mécanique et de l'atelier d'électronique dont la contribution à la bonne marche des expériences a été primordiale. Madame E. VIRASSAMYNAIKEN s'est chargée de la réalisation des cibles ; je l'en remercie vivement.

Je remercie le personnel administratif du laboratoire et particulièrement Madame J. MARTIN et Melle J. GARRABOS pour leur aide dans un grand nombre de questions matérielles. La présentation de cette thèse a été faite grâce aux efforts de Madame B. DUMARTIN, de Madame A. AUBERT, de Madame A. MARTINEZ et de Monsieur P. GUIRAL à qui j'exprime toute ma reconnaissance.

C'est le Commissariat à l'Energie Atomique qui, en m'allouant une bourse - thèse, m'a permis d'effectuer ce travail.

TABLES DES MATIERES

Page

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - ETAT DES CONNAISSANCES THEORIQUES CONCERNANT LA STRUCTURE DES NOYAUX ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar

I - Introduction 3

II - Modèle Collectif 3

III - Théorie Hartree-Fock avec projection sur le moment angulaire Application aux noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar 7

IV - Conclusion 15

CHAPITRE II - LA METHODE DE L'ATTENUATION DU DEPLACEMENT DOPPLER

I - Introduction 17

II - Calcul du spectre et de la position du centre de gravité 17

III - Etude des problèmes relatifs au ralentissement des ions dans la matière 21

IV - Estimation de la précision obtenue par l'utilisation des formules de Lindhard et Blaugrund 25

V - Conditions Expérimentales 30

CHAPITRE III - EXPOSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - Introduction 35

II - Résultats concernant ^{28}Si 35

III - Résultats concernant ^{32}S 47

IV - Résultats concernant ^{36}Ar 54

CHAPITRE IV - INTERPRETATION DES RESULTATS

I - Introduction 60

II - Détermination des largeurs radiatives 60

III - Discussion des résultats 67

CONCLUSION

I N T R O D U C T I O N

Depuis quelques années, la couche s-d est devenue une des régions privilégiées dans l'étude de la structure nucléaire. De nombreux résultats expérimentaux ont en effet montré que, si les nuclides du début de la couche présentent les propriétés caractéristiques des noyaux très déformés, un retour progressif à des formes d'équilibre plus sphériques semble intervenir dans la seconde moitié de la couche.

Deux voies ont été principalement suivies pour tenter de décrire les propriétés des noyaux de cette région. La première consiste à diagonaliser un hamiltonien modèle dans un espace plus ou moins restreint de fonctions d'onde du modèle en couches (Gl 64, Wi 67). Cette méthode a donné des accords souvent spectaculaires avec les résultats expérimentaux, mais au prix d'une compréhension moins simple de la structure des états que celle fournie par d'autres approches théoriques, telle que la méthode HARTREE-FOCK ; celle-ci conserve en effet leur signification à des notions importantes comme, par exemple, celle de déformation des états nucléaires. Cette deuxième voie de description des propriétés nucléaires a été très employée dans la couche s-d, et principalement pour les noyaux de type A = 4n. La méthode HARTREE-FOCK, qui permet de déterminer les caractéristiques du champ déformé à partir de l'interaction nucléon-nucléon, a donné de bons résultats dans le début de la couche s-d ; mais, pour des noyaux de masse plus élevée, le nombre moins grand des résultats expérimentaux rend la confrontation entre les calculs de HARTREE-FOCK et l'expérience plus incertaine. Nous avons donc été amenés à étudier les noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar du point de vue des transitions électromagnétiques puisque ces dernières constituent un des tests majeurs de la validité d'un modèle.

La connaissance des probabilités de transition nécessite la mesure des vies moyennes des états excités des différents noyaux. La méthode la plus employée pour effectuer de telles mesures est, sans conteste, celle de l'atténuation du déplacement Doppler, dont le domaine d'application s'étend approximativement à des temps de vie de 5 fs à plus de 1000 fs. Depuis l'avènement des détecteurs Ge(Li) de gros volume et de très bonne résolution, la mesure précise de déplacements faibles, de l'ordre du keV, est devenue possible et, dans ces conditions, nous avons choisi d'utiliser les réactions de capture radiative pour peupler les états excités des noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar : ces réactions présentent

en effet l'avantage d'une plus grande simplicité expérimentale.

Dans la méthode d'atténuation du déplacement Doppler, la principale limitation de la précision des mesures provient d'une connaissance trop grossière des phénomènes de ralentissement des ions de recul dans la matière. Nous nous sommes attachés à l'examen de ce problème et nous tenterons de montrer que, de ce point de vue, les réactions de capture radiative sont plutôt favorables par rapport à des réactions mettant en jeu des énergies de recul des ions plus importantes.

Dans un premier chapitre, nous exposons les résultats obtenus dans différents calculs de type HARTREE-FOCK pour les noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar. Puis nous décrivons la méthode d'atténuation du déplacement Doppler ainsi que les problèmes posés par les phénomènes de ralentissement des ions de recul dans la matière ; ce deuxième chapitre comprend également une description des conditions expérimentales. Le troisième chapitre est consacré à l'exposé des résultats obtenus. Enfin, dans la dernière partie, nous comparons nos résultats avec les différentes prédictions des calculs HARTREE-FOCK concernant les déformations d'équilibre des états intrinsèques des trois noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar.

CHAPITRE I

ETAT DES CALCULS THEORIQUES CONCERNANT LA STRUCTURE DES NOYAUX ^{28}Si, ^{32}S ET ^{36}Ar

I - INTRODUCTION

C'est un fait bien connu que le modèle en couches, du moins si l'on ne considère pas de mélanges de configurations, n'a pu expliquer les grands moments quadrupolaires et les fortes accélérations des transitions de type E2, qu'on rencontre dans certains noyaux : ceci a conduit à considérer un mouvement collectif des nucléons opposé à la description à une particule du modèle des couches (Bo 53). Nous allons rapidement exposer les caractéristiques principales de ces traitements macroscopiques des mouvements collectifs ; puis nous décrirons plus en détail la théorie HARTREE-FOCK avec projection sur le moment angulaire qui tente de rendre compte des déformations des noyaux de manière plus microscopique : cette théorie considère des états intrinsèques nucléaires qui sont des déterminants de Slater d'orbites à un nucléon dans un champ déformé les caractéristiques de ce champ sont obtenues par un traitement variationnel à partir d'une interaction nucléon-nucléon.

II - MODELE COLLECTIF

Nous nous limiterons au cas des noyaux pair-pair où le couplage entre mouvement collectif et mouvement individuel est le plus faible. On suppose que les surfaces équipotentielles sont déformées de la même manière que la surface nucléaire elle-même. Pour une déformation à volume constant, le "rayon" nucléaire s'exprime sous la forme :

$$R(\theta,\phi) = R_o \left(1 + \sum_{\lambda=2}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu (\theta,\phi)\right)$$

où R_o est le rayon du noyau sphérique, $\alpha_{\lambda\mu}$ une variable dynamique caractérisant la déformation et où les angles (θ,ϕ) décrivent l'orientation du noyau par rapport à un système d'axes arbitraires. On peut alors considérer, soit des vibrations de surface autour d'une forme d'équilibre sphérique, soit des rotations et des vibrations par rapport à une déformation d'équilibre permanente à symétrie axiale ou non.

1°) Noyaux à forme d'équilibre sphérique. Etats de vibration. Pour des oscillations de faible amplitude, l'hamiltonien est de la forme :

$$H = \sum_{\lambda\mu} \left\{ \frac{1}{2} B_\lambda \left| \dot{\alpha}_{\lambda\mu} \right|^2 + \frac{1}{2} C_\lambda \left| \alpha_{\lambda\mu} \right|^2 \right\}$$

Cet hamiltonien est celui d'un système d'oscillateurs harmoniques non couplés de fréquence $\omega_\lambda = \sqrt{\frac{C_\lambda}{B_\lambda}}$. Les quanta de ces oscillations de surface sont des phonons caractérisés par un moment angulaire λ de projection μ et de parité $\pi = (-)^\lambda$; le spectre de niveaux caractéristiques obtenu est celui représenté sur la figure 1.1.

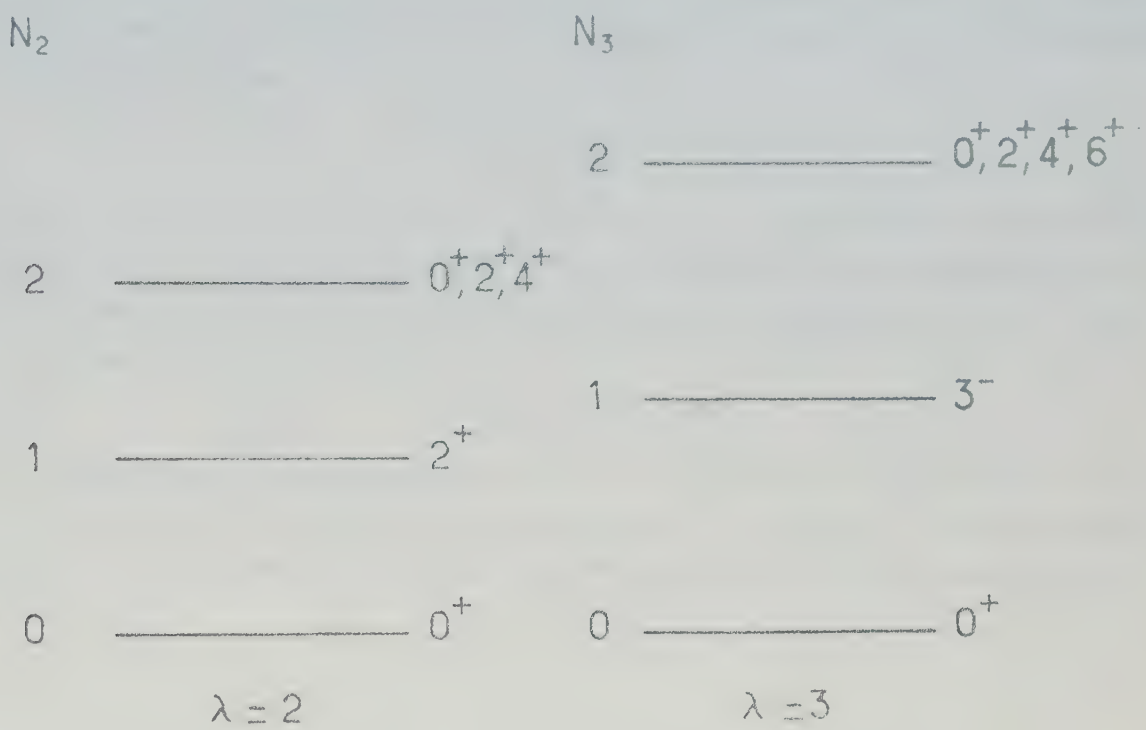


Fig. 1.1 – Diagramme schématique des niveaux d'énergie pour un modèle vibrationnel sans interaction résiduelle. N_λ représente le nombre de phonons d'ordre λ.

Ce modèle n'est qu'une approximation assez grossière et il est évident que, par exemple, des termes anharmoniques lèveront les diverses dégénérescences des états.

2°) Noyaux à déformation permanente

a) Modèle à symétrie axiale – Dans ce cas, il est commode d'utiliser un système d'axes liés au noyau, dans lequel :

$$R(\theta',\phi') = R_o \left(1 + \sum_{\lambda > 1} \sum_{\mu} a_{\lambda\mu} Y_\lambda^\mu (\theta',\phi') \right)$$

On ne considère ici que des excitations quadrupolaires $\lambda = 2$, et on introduit les deux variables dynamiques β et γ, telles que :

$$a_{20} = \beta \cos \gamma$$

$$a_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$$

β caractérise l'importance de la déformation et γ sa forme. Dans le cas axial on a, soit $\overline{\gamma} = o$ qui correspond à la déformation "allongée", soit $\overline{\gamma} = \pi/3$ qui décrit la déformation aplatie. Avec les nouvelles variables β et γ, l'hamiltonien collectif prend la forme :

$$H = T_{rot} + H_{vib}$$

où T_{rot} est l'énergie cinétique de rotation et H_{vib} l'hamiltonien de vibrations ; ce dernier peut se décomposer en deux parties dépendant respectivement de β et γ. Les mouvements de rotation et de vibrations β et γ peuvent alors être séparés et la fonction d'onde s'écrit :

$$\psi = f(\beta)\ g\ (\gamma)\ |\ JMK >$$

$|\ JMK >$ caractérise le mouvement de rotation, K étant la projection de J sur l'axe de symétrie, et $f(\beta)$, $g\ (\gamma)$ les mouvements de vibrations. Cette description conduit à un schéma des niveaux caractéristiques qui est présenté sur la figure 1.2.

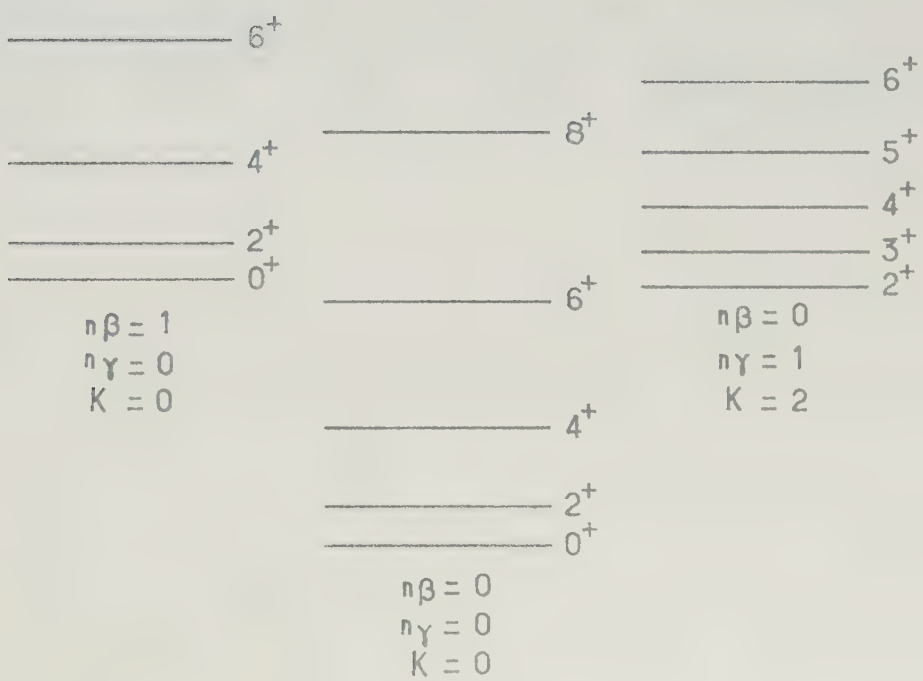


Fig. 1.2 - Etats collectifs dans les noyaux pair-pair

Outre la bande de rotation K = 0 bâtie à partir de l'état fondamental, la figure 1.2 montre la "bande bêta" associée aux vibrations par rapport au degré de liberté β et la "bande gamma", K = 2, correspondant à des oscillations ne conservant pas la symétrie axiale du noyau.

b) Modèle sans symétrie axiale - Ce modèle a été développé par A.S. DAVYDOV et al (Da 58). On considère que la valeur moyenne du paramètre d'asymétrie γ n'est pas nulle et le calcul des valeurs propres de l'hamiltonien en fonction de γ conduit aux résultats de la figure 1.3.

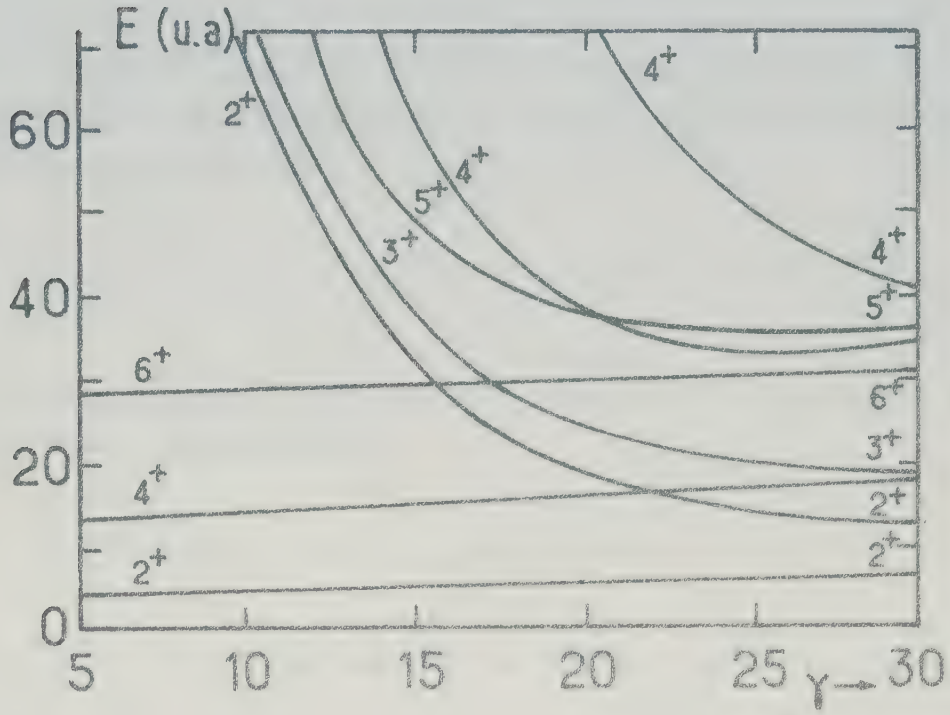


Fig. 1.3 - Schéma des niveaux dans le cas d'un noyau pair-pair à déformation non axiale (Da 58).

Cette figure montre que ce modèle permet de retrouver les deux bandes K = 0 et K = 2 que nous avions rencontrées dans le cas axial.

III - THEORIE HARTREE-FOCK AVEC PROJECTION SUR LE MOMENT ANGULAIRE - APPLICATION AUX NOYAUX ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar

1°) Aperçu sur la théorie HARTREE-FOCK - Dans la méthode de HARTREE-FOCK les états intrinsèques $| \phi >$ des noyaux sont décrits par une fonction d'onde à A nucléons, chacun d'eux se trouvant dans un état propre λ d'un hamiltonien à un corps dont le potentiel peut être déformé :

$$| \phi > = b^+_{\lambda_1} \; b^+_{\lambda_2} \ldots . \; b^+_{\lambda_A} \; | 0 >$$

b^+_λ est içi l'opérateur de création d'une particule dans l'état $| \lambda >$. Dans la notation de la seconde quantification utilisée, l'hamiltonien nucléaire à plusieurs corps est de la forme :

$$H = \sum_{\alpha \; \beta} < \alpha \; | \; t \; | \; \beta > b^+_\alpha \, b_\beta + \frac{1}{4} \sum_{\substack{\alpha,\beta \\ \gamma,\delta}} < \alpha\beta \; | \; V_A \; | \; \gamma\delta > b^+_\alpha \, b^+_\beta \, b_\delta \, b_\gamma$$

t est le terme d'énergie cinétique et V_A représente l'interaction à deux corps entre des états antisymétrisés :

$$< \alpha\beta \; | \; V_A \; | \; \gamma\delta > = < \alpha\beta \; | \; V \; | \; \gamma\delta > - < \alpha\beta \; | \; V \; | \; \delta\gamma >$$

Les états $| \alpha >$, $| \beta >$ sont associés aux différentes orbites possibles que nous notons $| \lambda >$ quand elles sont occupées. V est généralement choisie comme une force de Rosenfeld avec une partie radiale gaussienne :

$$V = V_o \; e^{-(r/\mu)^2} \; \frac{\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2}{3} \; (\; 0{,}3 + 0{,}7 \; \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \;)$$

Les états intrinsèques $| \phi >$ ne sont pas des états physiques du noyau car ils ne sont pas nécessairement états propres de l'opérateur de moment angulaire J^2. Les états physiques sont obtenus à partir des $| \phi >$ par la méthode de projection de PEIERLS et YOCCOZ (Pe 57). Cette méthode permet en particulier de retrouver les différentes bandes de rotation axiales (0^+, 2^+, 4^+, 6^+...) ou même non axiales (0^+, 2^+, 4^+, 6^+... et 2^+, 3^+, 4^+...) (Ab 69a). Le traitement variationnel

peut être effectué avant ou après projection. Dans la première méthode, on recherche la fonction d'onde $| \phi >$ qui rende minimale et stationnaire la valeur moyenne de l'hamiltonien nucléaire : $\delta < \phi | H | \phi > = 0$. Le problème est "self - consistent" car les états à une particule $\{ \lambda \}$ sont fonctions propres de l'hamiltonien de HARTREE-FOCK h :

$$h | \lambda > = \varepsilon_\lambda | \lambda >$$

l'hamiltonien h dépendant lui-même des états $\{ \lambda \}$:

$$< \alpha | h | \beta > = < \alpha | t | \beta > + \sum_{\lambda = 1}^{A} < \alpha\lambda | V_A | \beta\lambda >$$

La projection sur le moment angulaire conduit ensuite aux différents états des bandes de rotation.

Dans la seconde méthode, les paramètres variationnels sont déterminés par la minimisation de l'énergie E_J de chaque état projeté. Ceci permet d'obtenir des déformations différentes pour des états d'une même bande. Dans les deux méthodes, on développe les orbites $| \lambda >$ sur une base complète d'états connus $| j >$:

$$| \lambda > = \sum_j C_j^\lambda | j >$$

Généralement ces états $| j >$ sont, soit les états $| n\ l\ j\ m\ \tau >$ du modèle en couches avec les notations habituelles, soit les états $| n_x, n_y, n_z >$ de l'oscillateur harmonique anisotrope où les n_x, n_y et n_z sont les nombres de quanta de l'oscillateur dans les directions x, y et z.

2°) Le processus d'itération

Si nous considérons le développement des orbites $| \lambda >$ sous la forme :

$$| \lambda > = \sum_j C_j^\lambda | j >$$

les équations de HARTREE-FOCK deviennent :

$$\sum_{j'} < j \mid h \mid j' > C^{\lambda}_{j'} = \ell_{\lambda} C^{\lambda}_{j}$$

$$< j \mid h \mid j' > = < j \mid t \mid j' > + \sum_{\lambda = 1}^{A} \sum_{j_1 \; j_2} C^{*\lambda}_{j_1} < j \; j_1 \mid V_A \mid j' \; j_2 > C^{\lambda}_{j_2}$$

Le processus d'itération est alors le suivant : on fait choix d'un ensemble de coefficients C^{λ}_{j} et des orbites occupées ; avec ce choix on détermine les éléments de matrice $< j \mid h \mid j' >$; on diagonalise ensuite la matrice précédente ce qui fournit un nouvel ensemble C^{λ}_{j} qui permet de reprendre le calcul. On cesse le processus d'itération lorsque les diagonalisations successives conduisent au même ensemble C^{λ}_{j}. Après chaque diagonalisation, on doit choisir les orbites occupées. Dans ce calcul les différentes symétries de h sont conservées, ce qui peut conduire à des solutions dont l'énergie n'est pas la plus basse possible.

3°) Symétries de l'hamiltonien de HARTREE-FOCK

L'hamiltonien de HARTREE-FOCK n'a pas nécessairement les mêmes propriétés de symétrie que l'hamiltonien nucléaire total ; plus précisément, si un opérateur unitaire Ω commute avec l'hamiltonien nucléaire H, il commute également avec l'hamiltonien de HARTREE-FOCK h à condition de laisser la série des orbites occupées $\{ \lambda \}$ invariante (Ri 68).

Considérons, par exemple, l'opérateur U de renversement du temps ; si l'orbite $\mid \lambda >$ est occupée l'orbite $\mid \tilde{\lambda} > = U \mid \lambda >$ l'est également et possède la même énergie : l'hamiltonien de HARTREE-FOCK commute donc avec l'opérateur renversement du temps. De même, si l'on néglige l'interaction coulombienne, les orbites de protons et de neutrons sont dégénérées. Dans les noyaux de type A = 4n, on aboutit donc à une dégénérescence d'ordre quatre des orbites : une orbite de neutron est dégénérée par rapport à l'orbite obtenue par renversement du temps et par rapport aux deux orbites correspondantes de protons.

On impose souvent aux états intrinsèques de posséder la symétrie axiale : dans ce cas, l'hamiltonien h commute avec la composante J_z du moment angulaire sur l'axe z lié au noyau ; dans la représentation des états du modèle en couches, la décomposition des orbites est alors de la forme :

$$\mid \lambda \; m_{\lambda} > = \sum_{j} C^{\lambda}_{j} \mid j \; m_{\lambda} >$$

où m_{λ} est la projection de j sur l'axe z. Dans la représentation (n_x, n_y, n_z) le

cas axial est celui où deux des axes (x,y,z) de la base cartésienne jouent des rôles identiques. Dans le cas plus général de la symétrie ellipsoïdale, on ne peut plus limiter la décomposition des orbites à des états de m_λ donné :

$$| \lambda > = \sum_{j,m} a^{\lambda}_{jm} \; | jm >$$

Dans la représentation cartésienne, le processus variationnel conduit, dans ce cas, à un remplissage différent des trois axes.

4°) Nature des calculs HARTREE-FOCK dans la couche s-d - Les différents calculs utilisant l'approximation HARTREE-FOCK dans la couche s-d varient sur plusieurs points : utilisation de différentes interactions à deux corps, projection avant (Ca 70) ou après le traitement variationnel (Ba 65), choix d'une base cartésienne (Ab 69b, Mu 67) ou des états du modèle en couches (Ri 68, St 67), traitement des A nucléons (Te 69) ou considération d'un coeur inerte ^{16}O, enfin limitation ou non de la base aux états de la couche s-d. Cependant plusieurs résultats importants sont communs à tous ces calculs ; le premier est l'existence d'une importante différence en énergie entre les derniers états à une particule occupés et les premiers états inoccupés. Ce point est illustré par la figure 1.4 due aux calculs de J. BAR TOUV et al (Ba 67).

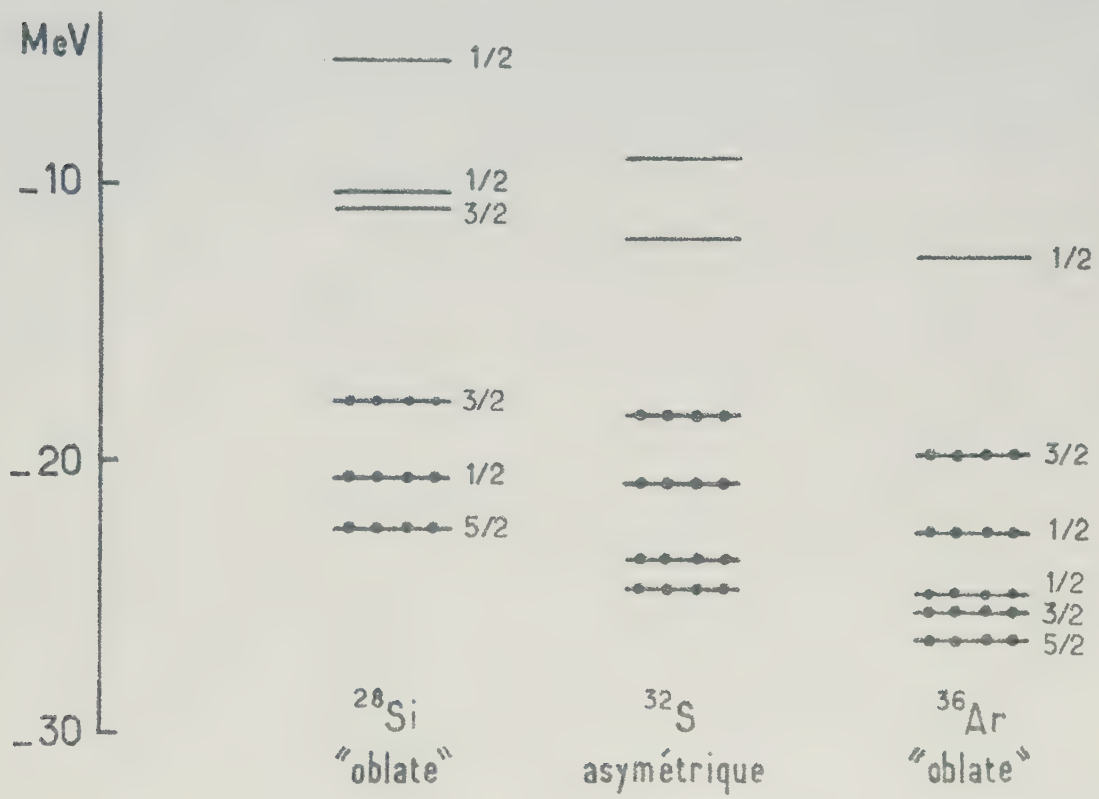


Fig. 1.4 - Spectres de HARTREE-FOCK à une particule dans le cas de ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar. La force à deux corps utilisée est le mélange de ROSENFELD. On tient compte de l'interaction spin-orbite avec $a_{l.s} = 2,8$ MeV (Ba 67).

Plus la différence en énergie entre les états occupés et inoccupés est grande, meilleure est l'approximation de HARTREE-FOCK : en effet, les fonctions d'onde sont alors plus stables par rapport aux corrélations de paires, de type deux trous-deux particules. Un autre résultat important est la multiplicité des solutions de HARTREE-FOCK possédant les différentes symétries possibles. Ces solutions sont souvent d'énergies proches, ce qui rend possible l'existence de mélanges entre ces états, qui ne sont pas forcément orthogonaux. Enfin, dans la deuxième moitié de la couche s-d, se pose la question de l'importance réelle de l'interaction spin-orbite ; en son absence, les fonctions d'onde sont de type L-S avec J = L, S = T = 0. Ces fonctions d'onde, qui présentent une symétrie spatiale maximale, conduisent aux solutions HARTREE-FOCK les plus basses et possédant la plus grande différence d'énergie entre états occupés et inoccupés. L'effet d'une interaction spin-orbite croissante est de réduire l'écart en énergie à la fois entre les diverses solutions HARTREE-FOCK et entre les états occupés et inoccupés (Ri 68). On conçoit que, dans ce cas, les déformations permanentes peuvent perdre leur stabilité par rapport aux excitations de particules.

5°) Résultats théoriques dans les noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar.

a) Le noyau ^{28}Si - La solution d'énergie minimale correspond à une déformation d'équilibre à symétrie axiale de type aplati ("oblate") (Ba 67, Da 67, Ri 68). Au niveau du ^{28}Si se situe donc un changement de la déformation des noyaux qui est de type allongé ("prolate") dans la première moitié de la couche s-d, comme le montre la figure 1.5.

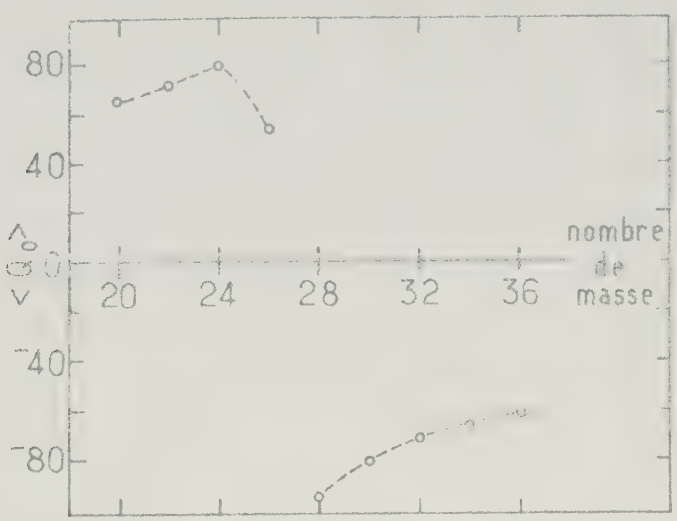


Fig. 1.5 - Variation du moment quadrupolaire intrinsèque pour les nuclides pair-pair de la couche 2s-1d. Q_o est en unités arbitraires (6,22 mb) (Ba 65).

Les calculs montrent également l'existence d'une solution "allongée" dont l'énergie est supérieure d'environ 2 à 3 MeV, selon les auteurs, à la solution "aplatie". La figure I.6 montre le schéma des niveaux obtenu par Y. ABGRALL et al (Ab 69b), qui est typique des résultats obtenus dans l'approximation HARTREE-FOCK pour ce noyau. Les auteurs, qui traitent l'ensemble des 28 nucléons, utilisent la représentation cartésienne (n_x, n_y, n_z) où les états à une particule sont fonctions propres de l'oscillateur harmonique anisotrope à trois dimensions. L'hamiltonien tient compte de la partie coulombienne et l'interaction nucléon-nucléon est choisie de façon à reproduire certaines caractéristiques expérimentales de ^{16}O (énergie de liaison, rayon et position de la bande 8t - 8p). Les paramètres variationnels b_x, b_y et b_z de l'oscillateur sont déterminés après projection sur le moment angulaire ; le spectre obtenu présente une densité de niveaux plus grande que le spectre expérimental : en particulier le niveau 0^+ correspondant à la déformation allongée n'a que 2 MeV d'énergie d'excitation, alors que les premiers états excités 0^+ expérimentaux ont respectivement des énergies de 4,97 MeV et 6,69 MeV ; l'introduction de mélange entre les états aplatis et allongés n'apporte pas de changements notables dans le spectre.

Il apparaît donc nécessaire, dans le cas de ^{28}Si, d'améliorer l'approximation HARTREE-FOCK en ne se limitant plus à une fonction d'onde de particules indépendantes. S. DAS GUPTA et al (Da 67) ont suggéré que les corrélations résiduelles pourraient être de type vibrationnel : en effet, si l'on tient compte de l'interaction spin-orbite la solution sphérique est assez proche en énergie des solutions déformées, ce qui peut provoquer une stabilité moindre des fonctions d'onde par rapport aux vibrations de type β.
B. CASTEL et al (Ca 70) ont introduit des corrélations de caractère hexadécapolaire : le spectre en énergie obtenu, s'il présente un espacement des niveaux légèrement plus grand que dans les calculs précédents, n'est cependant toujours pas en accord avec le spectre expérimental (figure I.6). R. PADJEN (Pa 69) et S.N. TEWARI et al (Te 69) tiennent compte des interactions résiduelles en considérant que l'état intrinsèque est une combinaison linéaire du déterminant de HARTREE-FOCK et de déterminants à deux trous-deux particules ; de telles corrélations, si elles abaissent la solution sphérique, n'introduisent par ailleurs que de faibles corrections.

En résumé l'approximation HARTREE-FOCK d'une fonction d'onde de particules indépendantes n'est pas suffisante pour décrire les propriétés du noyau ^{28}Si et une amélioration nette des résultats à travers diverses interac-

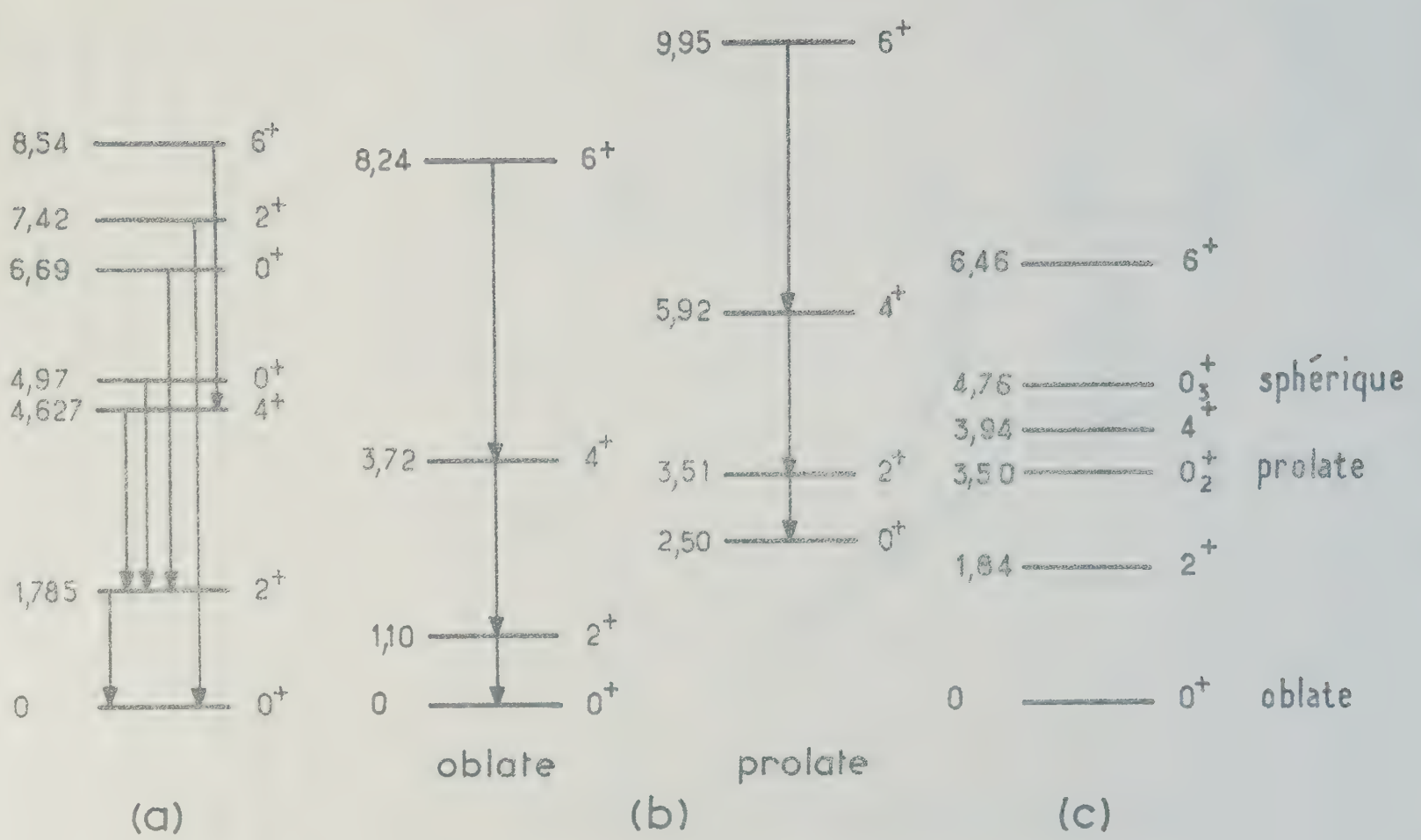


Fig. 1.6 - Comparaison du schéma des niveaux expérimental (a) avec ceux calculés par Y. ABGRALL et al (b) et B. CASTEL (c)

tions résiduelles n'a pas encore été obtenue.

b) Le noyau ^{32}S - Comme dans le cas du noyau ^{24}Mg, la solution d'énergie minimale pour ^{32}S est la solution triaxiale (Ab 69b, Ri 68). Cependant la force spin-orbite a sans doute plus d'importance que pour le noyau précédent : son effet (figure 1.7) serait d'abaisser suffisamment l'énergie de la solution sphérique pour que celle-ci ne soit que de peu supérieure aux solutions déformées (Ri 68).

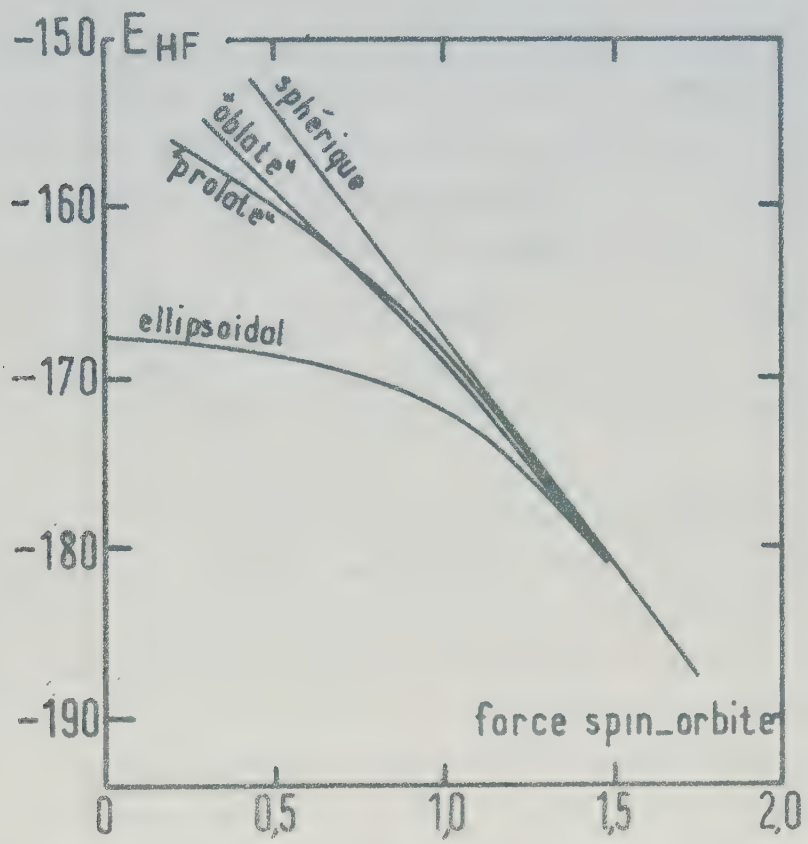
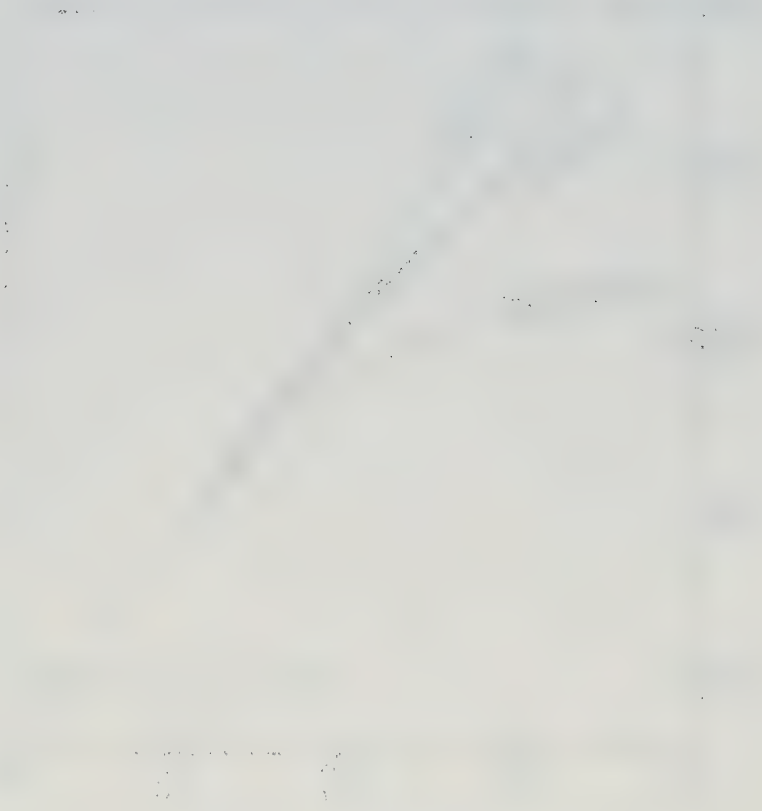


Fig. 1.7 - Variation de l'énergie des diverses solutions de ^{32}S en fonction de la force spin-orbite donnée en unités expérimentales (Ri 68).

R. PADJEN (Pa 69), en tenant compte de corrélations deux-trous, deux-particules dans les fonctions d'onde des solutions axiales, parvient même à la conclusion que seule la solution sphérique est alors stable. Ce résultat, qui peut paraître en accord avec le schéma expérimental des niveaux d'allure vibrationnelle, semble toutefois en contradiction avec une mesure très récente (Na 70) du moment quadrupolaire du premier niveau excité de spin 2^+ : Q = - 0,20b ; d'après cette mesure, la déformation de l'état intrinsèque fondamental de ^{32}S serait donc presque aussi grande que celle de ^{24}Mg. Nous reviendrons dans le dernier chapitre sur ce problème.



c) Le noyau ^{36}Ar - La solution d'énergie minimale est, dans tous les calculs, celle qui correspond à une déformation axiale de type aplatie. Cependant la différence d'énergie entre les états occupés et inoccupés est plus petite que dans les deux cas précédents d'après les calculs de G. RIPKA (Ri 68), que montre le tableau 1.1.

Tableau 1.1

Noyau	Déformation d'équilibre	Lacune en énergie (MeV)
^{28}Si	axiale "aplatie"	6,67
	axiale "allongée"	5,41
^{32}S	ellipsoïdale	5,24
^{36}Ar	axiale "aplatie"	4,60

R. PADJEN (Pa 69) parvient cependant à la conclusion que les corrélations deux trous-deux particules ont une influence négligeable sur la solution aplatie. La solution allongée du calcul HARTREE-FOCK n'a qu'une énergie faiblement supérieure à la solution précédente ; de plus sa lacune en énergie est très faible : 2,4 MeV d'après J. BAR TOUV et al (Ba 69). Cette faible valeur conduit, d'après l'auteur précédent (Ba 69), à une influence importante des corrélations de paires dont l'effet est d'abaisser considérablement la déformation de cette solution allongée.

IV - CONCLUSION

La théorie HARTREE-FOCK avec projection sur le moment angulaire est un outil très puissant dans l'étude de la structure des noyaux légers : cette théorie permet de rendre compte de manière microscopique des différents types de bande qui interviennent dans les noyaux à déformation axiale ou non axiale. Cependant, dans la deuxième moitié de la couche s-d, les schémas expérimentaux des niveaux et les propriétés de certains noyaux, comme ^{33}S (Ri 68a), qui suggèrent le couplage faible d'un neutron avec un coeur sphérique, semblent montrer que les déformations d'équilibre sont plus faibles que ne le prévoient les calculs HARTREE-FOCK ; on doit toutefois remarquer qu'une mesure très ré-

cente de moment quadrupolaire (Na 70) indique au contraire une déformation importante de l'état fondamental du noyau ^{32}S. Il apparaît donc nécessaire d'approfondir la connaissance expérimentale des noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar. En particulier, l'étude des probabilités de transition à l'intérieur de la bande "oblate" du ^{28}Si et le problème de l'existence ou non de la bande "prolate" prédite par les calculs HARTREE-FOCK sont particulièrement importants. Dans ^{32}S et ^{36}Ar la question de l'importance réelle des déformations des états intrinsèques ne semble pas résolue expérimentalement. Dans ces trois noyaux, la détermination des probabilités de transitions devrait donc permettre de vérifier les premières prédictions du modèle HARTREE-FOCK et d'orienter des calculs ultérieurs, tenant mieux compte des mélanges des états.

C H A P I T R E II

LA METHODE DE L'ATTENUATION DU DEPLACEMENT DOPPLER

I - INTRODUCTION

Dans la méthode de mesure des vies moyennes par l'atténuation du déplacement Doppler, deux quantités peuvent être mesurées : soit la distribution des vitesses projetées sur l'axe du détecteur, pondérée par la loi de décroissance radioactive, soit la vitesse moyenne de cette même distribution. Notre programme de dépouillement permet de pratiquer ces deux types d'expériences : il est conçu pour calculer à la fois la forme de la raie gamma et la position de son centre de gravité en fonction de la vie moyenne.

Cependant, dans les réactions de capture radiative de protons, le déplacement Doppler maximal est trop faible pour que les détails de la forme de la raie soient visibles malgré la très bonne résolution des détecteurs Ge-Li utilisés. Nous avons donc uniquement mesuré les déplacements des centres de gravité des raies gamma.

Nous allons d'abord exposer brièvement la manière dont nous calculons la forme théorique des raies, puis nous traiterons plus particulièrement du problème du ralentissement des ions de faible énergie dans la matière. Une des principales sources d'incertitude semble en effet provenir de notre connaissance trop approximative des phénomènes de ralentissement. Enfin, nous terminerons par l'exposé des conditions expérimentales de mesure des déplacements.

II - CALCUL DE LA FORME DE LA RAIE ET DE LA POSITION DE SON CENTRE DE GRAVITE

Dans le cas général d'une réaction $A(a,b)B^{*}$, le calcul du spectre des rayonnements gamma émis par B^{*} doit tenir compte de la distribution angulaire des noyaux de recul. De plus, suivant l'angle d'émission, le vol des ions de recul peut s'effectuer dans des matériaux différents. Pour éviter l'introduction de paramètres supplémentaires, il est intéressant de sélectionner la direction de recul par une méthode de coïncidences : celle-ci introduit cependant une limitation sur la statistique. Au contraire, dans les réactions de capture radiative, la direction unique de recul se fait suivant l'axe du faisceau et la statistique n'est limitée que par les conditions expérimentales. Le cas général a été traité par F. LECCIA (Le 67) et nous nous limiterons au cas des réactions de capture radiative.

1°) Calcul général du spectre - La loi du ralentissement dans la matière des ions de masse M_1 et de vitesse v s'écrit :

$$-\frac{dE}{dx} = -M_1 \frac{dv}{dt}$$

En tenant compte de la formule de l'effet Doppler, le détecteur étant dans l'axe du

faisceau :

$$E_\gamma(t) = E_t \left[1 + \frac{v}{c}(t) \cos \phi(t) \right]$$

où E_t est l'énergie de la transition, E_γ l'énergie effective du rayonnement gamma et ϕ (t) l'angle de diffusion de l'ion au cours du recul, l'expression différentielle du temps devient :

$$dt = \frac{M_i c}{E_t \cos \phi} \quad \frac{d(E_\gamma - E_t)}{dE/dx}$$

Enfin la loi de décroissance radioactive à l'aide des notations habituelles

$$dN = \frac{N_o}{\tau} \exp (- t/\tau) \, dt$$

conduit à l'expression du spectre :

$$\frac{dN}{d(E_\gamma - E_t)} = N_o \frac{M_1 c}{\tau E_t \cos \phi} \frac{1}{dE/dx} \exp \left(- \frac{M_1}{\tau} \int_{v_m}^{v} \frac{dv}{dE/dx}\right)$$

où v_m est la vitesse initiale de recul. Remarquons qu'en fait le calcul de l'expression précédente n'est appliqué qu'aux valeurs moyennes de v et de cos ϕ . Le spectre final, compte tenu d'une distribution gaussienne due à la détection, est alors :

$$\frac{dN}{d(E - E_t)} = \int_{E_\gamma} \frac{dN}{d(E_\gamma - E_t)} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left(- \frac{(E - E_\gamma)^2}{2 \sigma^2}\right) dE_\gamma$$

A partir de ce spectre, nous déterminons la position du centre de gravité :

$$\Delta E_G(\tau) = E_G(\tau) - E_t$$

et le facteur d'atténuation :

$$F(\tau) = \frac{\Delta E_G(\tau)}{\Delta E_G(o)}$$

où $\Delta E_G(o)$ est l'écart maximal du centre de gravité par rapport à E_t. La figure 2.1 représente la fonction $F(\tau)$ dans un des cas étudiés.

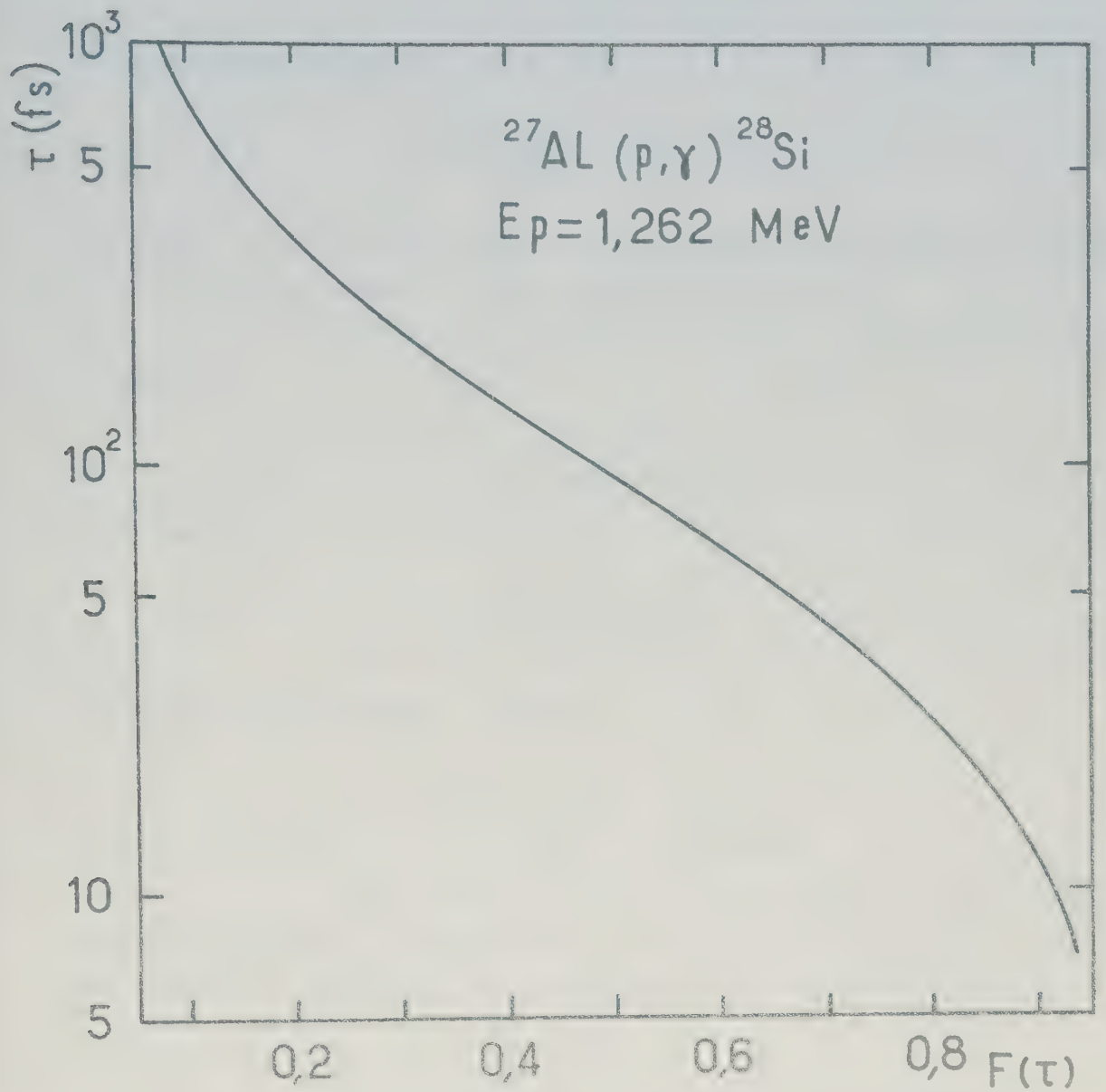


Fig. 2.1 - Facteur d'atténuation pour des ions ^{28}Si ralentissant dans de l'aluminium.

2°) Calcul du temps de ralentissement - Pour calculer le temps t mis par l'ion de recul pour passer de la vitesse v_0 à v, nous introduisons (Bl 66) les constantes suivantes :

$$T = \frac{\hbar}{e^2} \frac{(A_1 + A_2)^2}{4\pi a^2 N A_1 A_2}$$

$$m = \frac{1{,}63\ 10^3\ A_1\ A_2}{Z_1\ Z_2\ (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}\ (A_1 + A_2)}$$

où le paramètre d'écran a est (Li 63) :

$$a = \frac{0{,}8852\ \hbar^2}{me^2} (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

les indices 1 et 2 caractérisent respectivement l'ion ralenti et l'atome ralentisseur. N est le nombre d'atomes ralentisseurs par cm^3.

Enfin, il est commode d'introduire les variables réduites de l'énergie :

$$\varepsilon = \frac{a\ M_2}{Z_1\ Z_2\ e^2\ (M_1 + M_2)} E$$

et du parcours :

$$\rho = \frac{4\pi\ a^2 N\ M_1\ M_2}{(M_1 + M_2)^2} x$$

A l'aide de ces notations, t s'écrit :

$$t = T \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon^{1/2} \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)}$$

Dans le cas d'un ralentisseur formé de plusieurs composés, les variables précédentes correspondent à l'atome ralentisseur le plus lourd tandis que l'indice i caractérise les autres composants. Il vient (Bl 66) :

$$t = T \sqrt{\frac{m}{2}} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon} \left[\frac{d\varepsilon}{d\rho} + \sum_i C_i \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_i \right]}$$

avec $C_i = \frac{N_i}{N} \frac{Z_{2\,i}}{Z_2} \frac{a_i}{a} \frac{A_1 + A_2}{A_1 + A_{2\,i}}$

$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_i$ est ici le pouvoir d'arrêt calculé pour l'énergie $\frac{m_i}{m}\varepsilon$.

3°) Calcul de l'angle moyen de diffusion - Nous reviendrons plus en détails, dans les paragraphes suivants, sur les différents phénomènes de ralentissement et

notamment sur l'effet de diffusion des ions. Nous rappelons simplement içi les formules déduites par A.E. BLAUGRUND (Bl 66) pour calculer la valeur moyenne $< \cos \phi >$, au temps t :

$$< \cos \phi > = \exp \left[- \frac{G(r)}{2r} I \right]$$

avec $$I = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_o} \frac{(d\varepsilon/d\rho)n}{\varepsilon(d\varepsilon/d\rho)} d\varepsilon \quad ; \quad r = \frac{A_1}{A_2}$$

$$G(r) = \begin{cases} 1 + \frac{2}{3}r - \frac{7}{15} r^2 + 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-r)^n}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)}, & r<1 \\ \frac{2}{3} + \frac{8}{15}\frac{1}{r} - 8 \sum_{n=3}^{\infty} \frac{(-r)^{1-n}}{(2n+1)(2n-1)(2n-3)}, & r>1 \end{cases}$$

Dans le cas de ralentisseurs complexes, la même relation est valable avec :

$$I = \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_o} \frac{(d\varepsilon/d\rho)_n + \Sigma\, C_i\, (A_{2i}/A_2)\, (G_i/G)\, (d\varepsilon/d\rho)_{ni}}{\varepsilon \left[(d\varepsilon/d\rho) + \Sigma\, C_i\, (d\varepsilon/d\rho)_i \right]} d\varepsilon$$

Pour ces expressions, l'indice n limite le pouvoir d'arrêt à sa partie nucléaire.

III - ETUDE DES PROBLEMES RELATIFS AU RALENTISSEMENT DES IONS DANS LA MATIERE

Dans les mesures de vies moyennes à l'aide de la méthode de l'atténuation du déplacement Doppler, deux causes d'incertitudes sont à envisager plus spécialement : l'une provient de la mesure expérimentale de $F(\tau)$, l'autre de la loi du ralentissement des ions dans la matière. Cette dernière semble la plus importante depuis l'utilisation des détecteurs Ge(Li) à hautes performances. On estime généralement (Br 69) que le domaine de ralentissement le moins bien décrit est celui des faibles énergies de recul et que les réactions de type p,γ doivent donc conduire à des incertitudes importantes sur la détermination des vies moyennes. Nous allons décrire rapidement la théorie du ralentissement et estimer sa contribution à l'erreur sur les mesures.

1°) Théorie du ralentissement - Le processus de ralentissement des ions dans la matière est double : l'ion peut transférer une partie de son énergie aux électrons des atomes du milieu ralentisseur ; ce phénomène est d'autant plus im-

portant que l'énergie des ions est grande. Il peut aussi perdre de l'énergie dans des collisions atomiques et ce processus domine le ralentissement pour des énergies faibles. Ces collisions atomiques interviennent de deux manières : perte d'énergie cinétique et changement de la direction du mouvement de l'ion.

Théorie de J. LINDHARD, M. SCHARFF et H.E. SCHIOTT - La théorie la plus élaborée tentant de décrire les phénomènes de ralentissement a été développée par J. LINDHARD, M. SCHARFF et H.E. SCHIOTT (Li 63). Ces auteurs décomposent le pouvoir d'arrêt en une contribution électronique et une contribution nucléaire.

$$\frac{d\varepsilon}{d\rho} = \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e + \left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n$$

Cette décomposition suppose que les pertes d'énergie électronique et nucléaire ne sont pas corrélées. Or les collisions nucléaires de faible paramètre d'impact ne sont plus élastiques et un couplage existe alors entre les deux phénomènes. La décomposition précédente est donc d'autant plus justifiée que l'énergie des ions de recul est faible, ce qui est le cas de notre type de réactions.

Pour un milieu ralentisseur amorphe, LINDHARD et al. obtiennent un pouvoir d'arrêt électronique proportionnel à la vitesse :

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_e = k\sqrt{\varepsilon} \qquad k = \xi_e \frac{0{,}0793\ Z_1^{1/2}\ Z_2^{1/2}\ (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}\ A_1^{3/2}\ A_2^{3/2}} \qquad \xi_e = Z_1^{1/6}$$

et un pouvoir d'arrêt nucléaire, seulement fonction de ε, représentés sur la fig. 2.2. Ce dernier est calculé à partir du processus élémentaire de diffusion élastique de l'ion sur un atome, le potentiel d'interaction étant du type THOMAS-FERMI pour tenir compte de l'effet d'écran dû au cortège électronique. Remarquons enfin qu'une forme analytique du pouvoir d'arrêt nucléaire est (En 68) :

$$\left(\frac{d\varepsilon}{d\rho}\right)_n = -\,0{,}2 \log\left(\frac{\varepsilon^{1{,}215}}{70} + \frac{2.\ 10^{-3}}{\varepsilon^{0{,}815}}\right) \text{ pour } 2.\ 10^{-3} < \varepsilon < 10$$

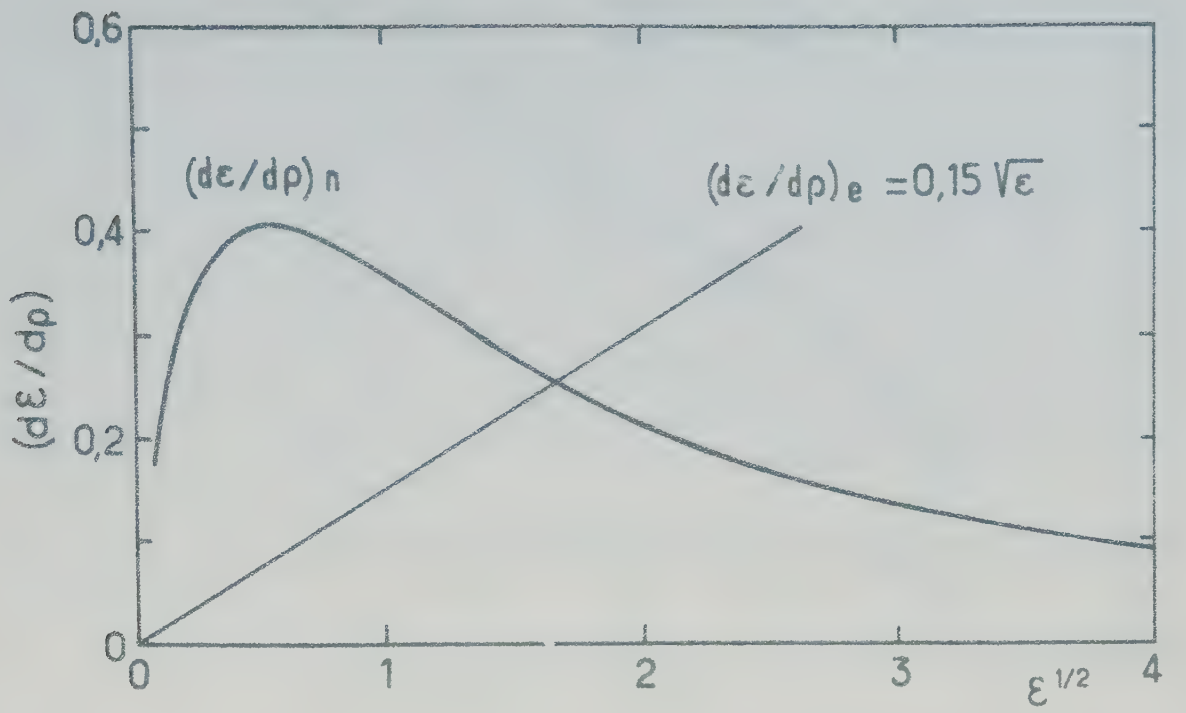


Fig. 2.2 - Pouvoir d'arrêt nucléaire et électronique dans la théorie de LINDHARD (Li 63).

Angle de diffusion - Pour de faibles énergies de recul, le pouvoir d'arrêt nucléaire est prépondérant et on ne peut plus négliger l'effet de l'angle de diffusion ϕ qui se traduit par une atténuation moyenne, fonction du temps, du déplacement Doppler d'un facteur $< \cos \phi >$. A.E. BLAUGRUND a calculé ce facteur (Bl 66) en étendant la théorie de la diffusion multiple de S. GOUDSMIT, J.L. SAUNDERSON (Go 40) et LEWIS (Le 50) au cas général où il est nécessaire de distinguer les systèmes du laboratoire et du centre de masse. Ce calcul, qui fait appel à la théorie de J. LINDHARD et al, conduit à l'expression de $v < \cos \phi >$ alors que la quantité qui intervient effectivement est $< v \cos \phi >$ (cf. 2.2). A.E. BLAUGRUND estime que la différence entre les deux expressions est maximale pour $A_1 = A_2$ et $(\frac{d\varepsilon}{d\rho})_n >> (\frac{d\varepsilon}{d\rho})_e$. Cependant elle ne dépasse pas 10 % à 15 % comme l'a vérifié W.M. CURRIE (Cu 69a) dans un calcul de Monte-Carlo.

2°) Influence des différents termes du ralentissement - Dans nos mesures, les énergies maximales des ions de recul sont généralement de l'ordre d'une cinquantaine de keV, ce qui correspond à ε de l'ordre de 1. Pour de telles énergies, la contribution nucléaire (fig. 2.2) et celle du facteur $< \cos \phi >$ (fig. 2.4) sont prépondérantes. Afin d'étudier l'influence des différents termes du ralentissement sur les courbes $F(\tau)$, nous avons introduit arbitrairement deux constan-

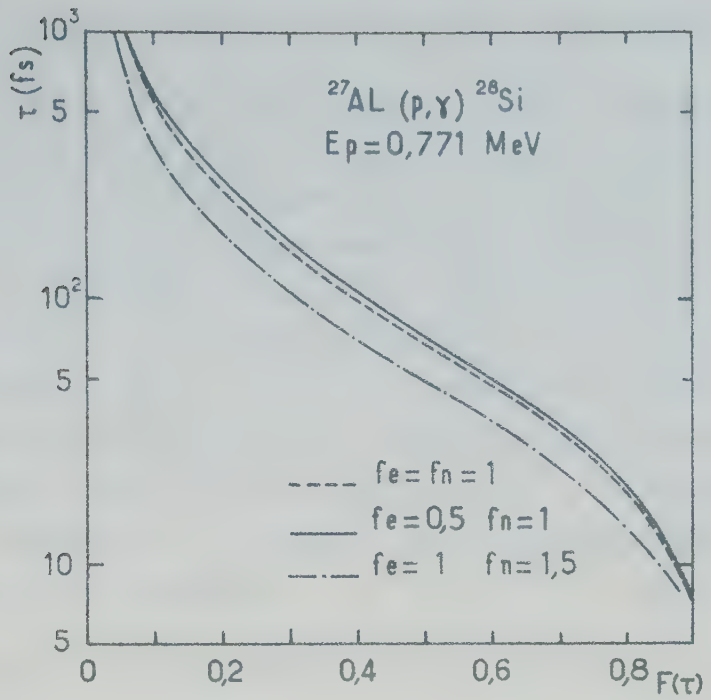


Fig. 2.3 - Influence des variations des pouvoirs d'arrêt nucléaire et théorique sur les courbes F(τ).

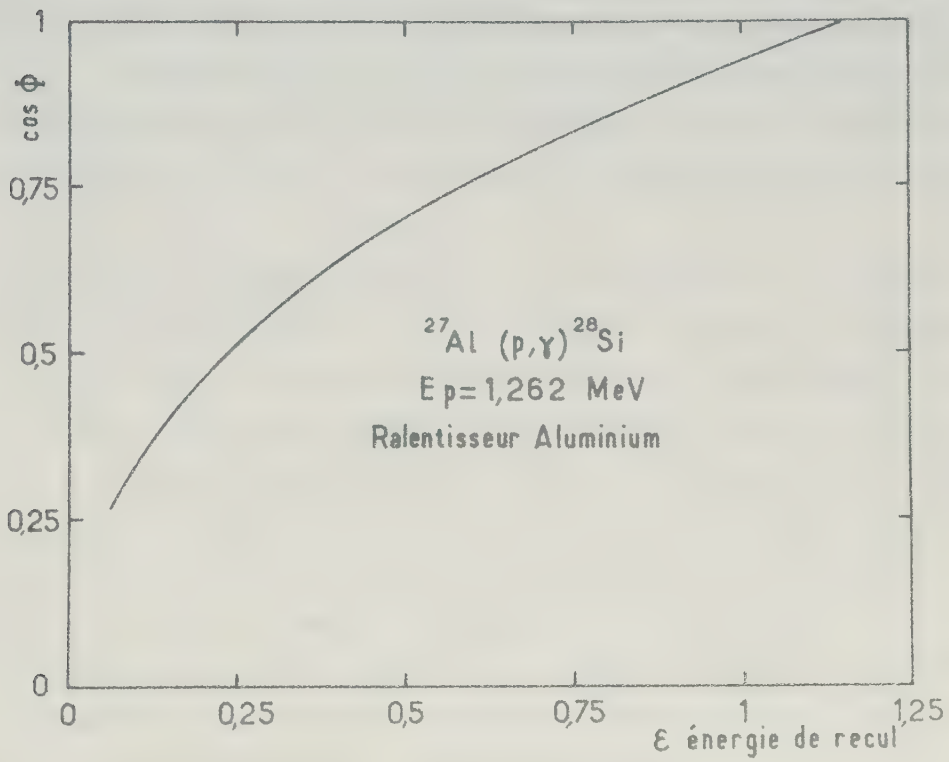


Fig. 2.4 - Evolution de < cos φ >, calculé d'après les formules de BLAUGRUND, en fonction de l'énergie de l'ion de recul.

tes multiplicatives f_e et f_n respectivement devant le terme électronique et le terme nucléaire. Sur la figure 2.3, il apparaît que des valeurs de f_e notablement différentes de 1 ont peu d'influence alors que des faibles variations de f_n autour de cette même valeur ne sont pas du tout négligeables. Ces effets sont d'autant plus accentués que l'énergie des protons incidents est faible. Dans nos mesures une connaissance très précise de $(\frac{d\varepsilon}{d\rho})_e$ n'est donc pas cruciale ; cependant les termes nucléaires $(\frac{d\varepsilon}{d\rho})_n$ et $< \cos \phi >$ doivent être déterminés avec précision. Il faudra donc tenir compte pour les ε faibles de la correction déjà signalée due à la différence entre $v < \cos \phi >$ et $< v \cos \phi >$. Remarquons que dans la théorie de J. LINDHARD et al. (Li 63) f_n est strictement égal à 1, alors que f_e n'est pas entièrement déterminé.

IV - ESTIMATION DE LA PRECISION OBTENUE A L'AIDE DES FORMULES DE LINDHARD et BLAUGRUND

De nombreux auteurs (Cu 69a, Br 69) s'interrogent sur la confiance qu'on peut accorder aux déterminations de vies moyennes par la méthode de mesure de l'atténuation de l'effet Doppler. W.M. CURRIE et al. (Cu 69b) parviennent à la conclusion qu'on ne peut espérer une précision supérieure à 20 % à l'aide des formules de J. LINDHARD et A.E. BLAUGRUND. Cependant cette étude s'applique à un domaine d'énergies de recul plus élevées que dans nos expériences

Différentes sortes de confrontation de la théorie du ralentissement avec l'expérience sont possibles : à partir des mesures de pouvoir d'arrêt, des mesures de parcours et enfin des mesures de vies moyennes déjà connues par ailleurs.

1°) Mesures de pourvoir d'arrêt - A notre connaissance, seules des mesures de pouvoir d'arrêt électronique ont été jusqu'à présent effectuées. J.H. ORMROD et al. (Or 65) ont déterminé le pouvoir d'arrêt électronique pour des ions $13 \leqslant Z \leqslant 19$ d'énergies inférieures à 150 keV ralentis dans du carbone et pour des ions $Z \leqslant 11$ de même énergie ralentis dans de l'aluminium. B. FASTRUP et al. (Fa 66) ont étendu l'étude précédente à des ions $6 \leqslant Z \leqslant 20$, d'énergie comprise entre 100 et 1000 keV ralentis dans du carbone (fig. 2.5). Ces résultats sont en accord raisonnable avec la théorie. Cependant, on peut remarquer que la déviation moyenne par rapport aux courbes théoriques, semble augmenter avec l'énergie. Pour nos expériences, comme nous l'avons déjà remarqué (fig. 2.3), l'influence de ces déviations est négligeable, ce qui nous conduit à prendre $f_e = 1$.

2°) Mesures de parcours projetés - De nombreux auteurs ont mesuré les parcours d'ions de recul dans différents ralentisseurs. Une revue détaillée des résultats expérimentaux est faite dans la réf. (Li 63) et dans les comptes rendus

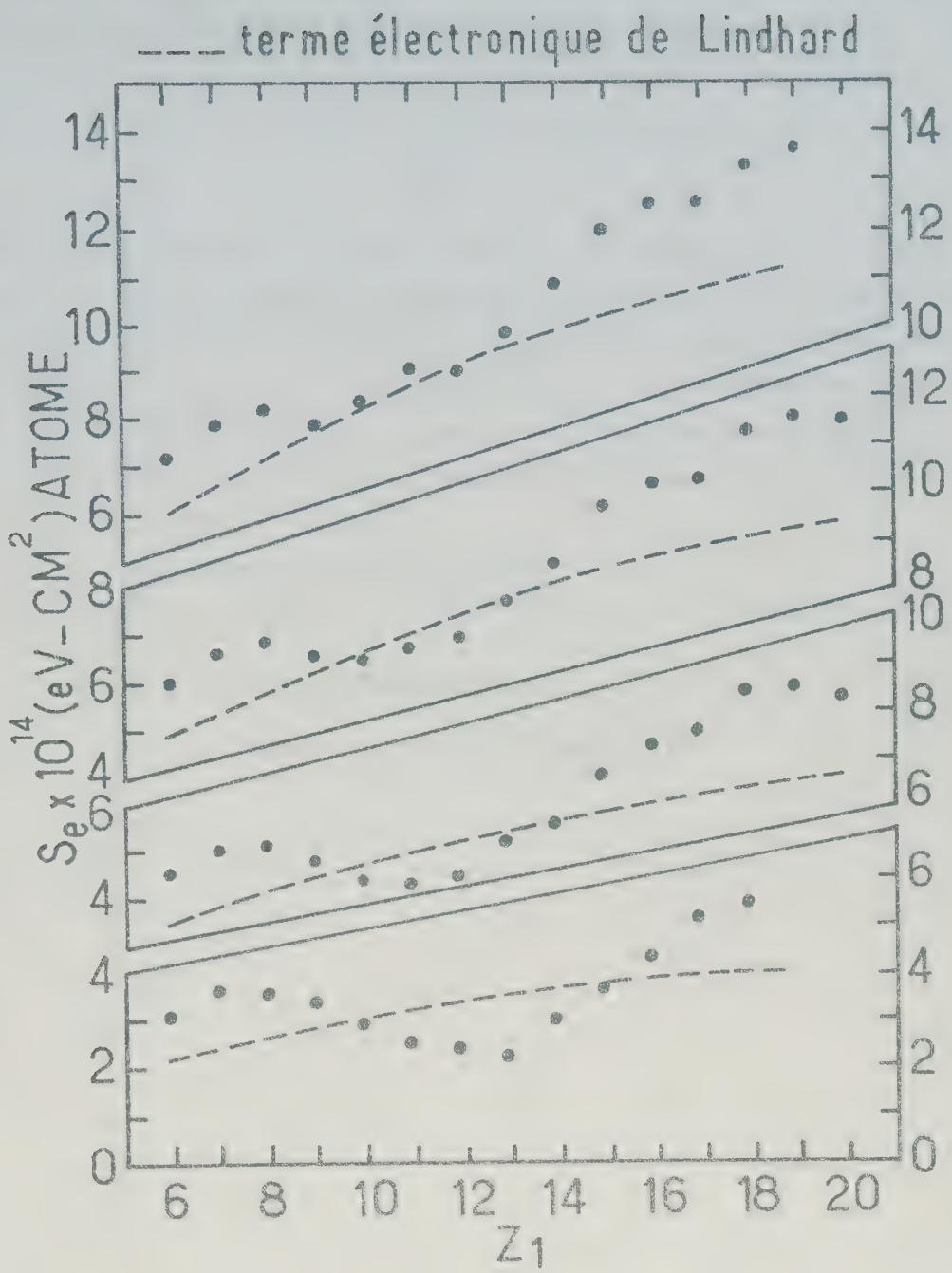


Fig. 2.5 - Résultats des mesures de FASTRUP et al. La courbe en tirets représente la théorie de LINDHARD. La vitesse initiale des ions augmente de bas en haut de la figure.

de la conférence internationale sur les collisions atomiques de CHALK RIVER (Ch 67). Les mesures conduisent au parcours projeté sur la direction initiale de recul que l'on peut calculer à partir de l'expression :

$$R_p = \int < v\,(t)\, \cos \phi\,(t) > dt$$

Dans nos expériences, l'énergie maximale de recul ε est de l'ordre de 1. Nous avons cependant considéré un domaine plus étendu, $\varepsilon \leqslant 10$, pour comparer les valeurs expérimentales à celles calculées à l'aide du formalisme développé plus haut. Dans tous les cas le ralentisseur est un matériau amorphe, ceci pour éviter des phénomènes dus à la structure cristalline. La figure 2.6 présente un des cas étudiés. On constate que l'accord est d'autant meilleur que l'énergie réduite

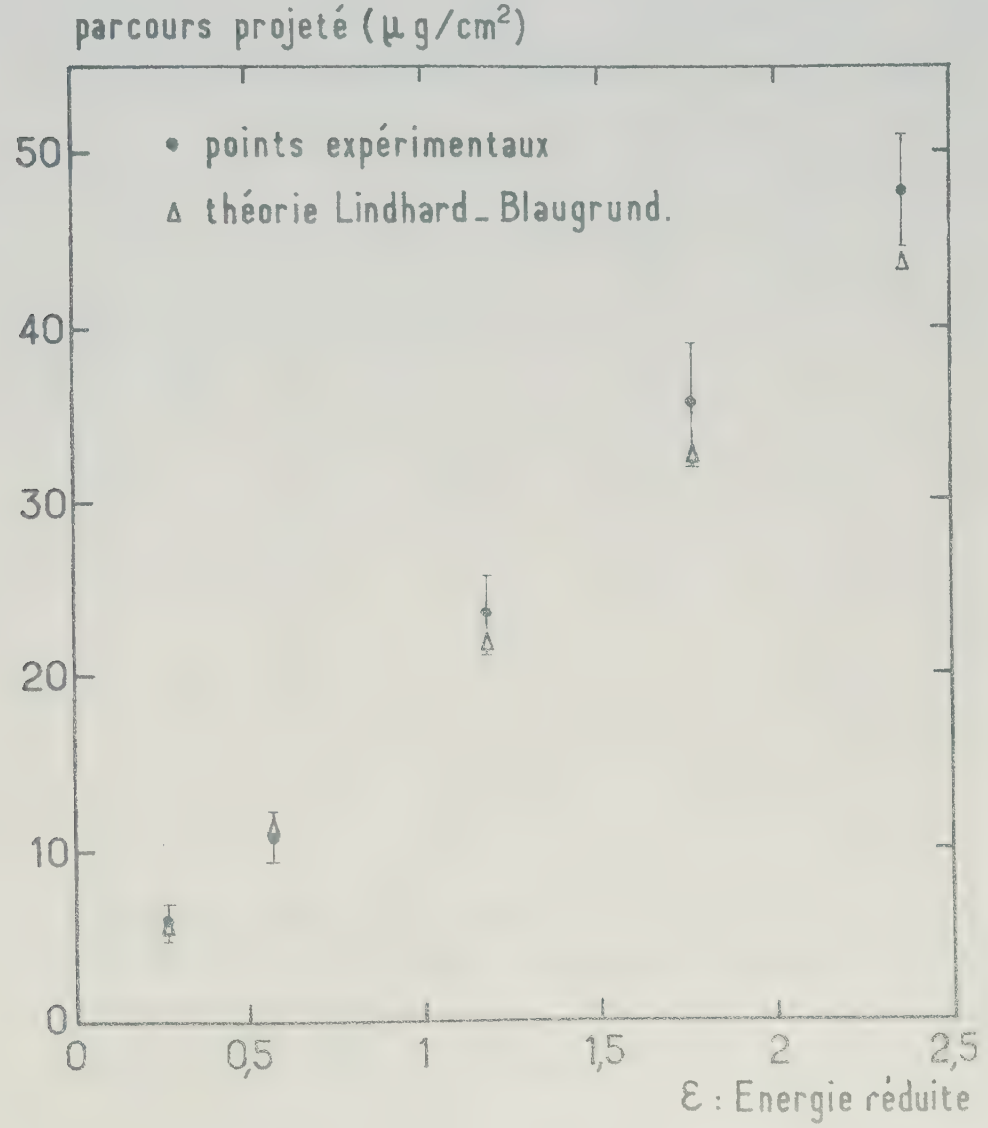


Fig. 2.6 - Comparaison des mesures de parcours projetés des ions Kr dans du beryllium (Po 62) aux valeurs calculées.

ε est plus faible. Le meilleur accord général est obtenu pour $f_n = 1,02$ et $f_e = 0,55$. Afin de vérifier si ce résultat présente un caractère plus général, nous avons effectué, sur une trentaine de cas, la moyenne des écarts relatifs en fonction de ε entre les valeurs mesurées et celles calculées. La figure 2.7 confirme que cet écart croît lorsque ε augmente.

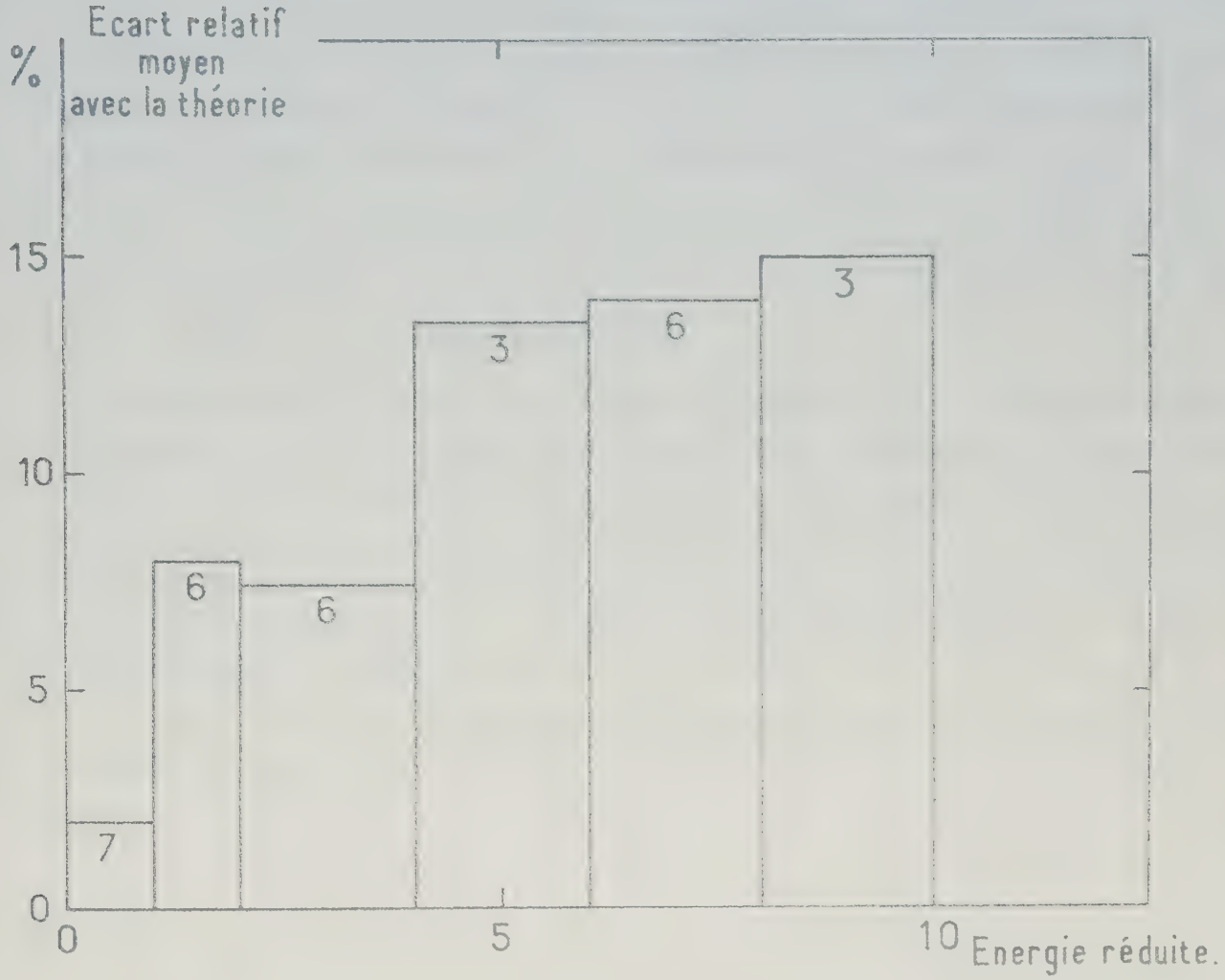


Fig. 2.7. - Histogramme montrant les écarts relatifs moyens de mesures de parcours avec les valeurs calculées. Le nombre de cas traités est indiqué pour chaque domaine d'énergie. Les valeurs expérimentales sont extraites des références (Po 62) et (Je 67).

Notre étude des parcours projetés, semble donc montrer que contrairement à l'opinion généralement admise, la partie nucléaire du ralentissement est bien décrite par la théorie de LINDHARD - BLAUGRUND pour des énergies de recul faibles et cela sans tenir compte des chocs inélastiques. Au contraire, il apparaît à plus haute énergie des déviations importantes que l'on peut, en grande partie, imputer au terme électronique.

3°) Mesures des vies moyennes des niveaux 1,779 MeV du ^{28}Si et 2,230 MeV du ^{32}S - S'il semble que le formalisme de LINDHARD et BLAUGRUND ($f_e = f_n = 1$) soit satisfaisant dans notre domaine d'énergie, il n'existe, cependant, pas de mesures de parcours des ions ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar dans les ralentisseurs que nous avons utilisés : respectivement de l'aluminium, du phosphure de zinc et du chlorure de baryum. Il nous a donc paru important de vérifier la validité de nos calculs à l'aide des mesures de vies moyennes des niveaux 1,779 MeV du ^{28}Si et 2,230 MeV du ^{32}S, qui sont bien connues par ailleurs. Aucun autre niveau étudié ne se prêtait à une telle vérification.

Mesure de la vie moyenne du niveau 1,779 MeV du ^{28}Si - La vie moyenne du niveau de 1,779 MeV se situe dans un domaine où la méthode de l'atténuation de l'effet Doppler ne peut fournir une précision très grande. Pour réduire l'erreur expérimentale, nous avons multiplié autant que possible les mesures. Une description détaillée en sera donnée plus loin ; rappelons simplement que le niveau est alimenté par la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ à différentes résonances. La moyenne de nos résultats $\tau = (640 \pm 80)$fs est en excellent accord avec la moyenne $\tau = (630 \pm 30)$fs (En 67) des mesures précédentes obtenues à l'aide d'autres méthodes (Tableau 2.1).

Tableau 2.1

E_p (keV)	τ (fs) (nos valeurs)		Moyenne des autres valeurs (En 67)
731	600 ± 150		
992	740 ± 220		
1262	550 ± 220	$\bar{\tau} = (640 \pm 80)$fs	$\bar{\tau} = (630 \pm 30)$fs
1589	650 ± 150		
1797	760 ± 250		

Vie moyenne du niveau de 1779 keV du ^{28}Si. Comparaison de notre résultat avec celui obtenu par d'autres méthodes.

Mesure de la vie moyenne du niveau de 2,230 MeV du ^{32}S - Le tableau 2.2 présente nos résultats. Le niveau étudié est alimenté par la réaction $^{31}P(p,\gamma)^{32}S$. Notre valeur $\tau = (240 \pm 90)$fs est en bon accord avec celle obtenue par d'autres méthodes $\tau = (270 \pm 40)$fs (Sk 67).

Tableau 2.2

E_p (keV)	τ (fs) nos valeurs		Moyenne des autres valeurs (Sk 67)
811	260 ± 150	$\bar{\tau} = (240 \pm 90)$fs	$\bar{\tau} = (270 \pm 40)$fs
1148	280 ± 150		
1248	170 ± 150		

Vie moyenne du niveau de 2230 keV du ^{32}S. Comparaison de notre résultat avec celui obtenu par d'autres méthodes.

En conclusion, le formalisme utilisé pour décrire le ralentissement d'ions de recul dans la matière semble justifié et ce, pour des énergies réduites de l'ordre de 1. Au contraire des déviations apparaissent au fur et à mesure que l'énergie croît. Ces déviations semblent provenir du terme électronique ; il n'est cependant pas exclu que l'hypothèse de collisions élastiques ion-atome soit moins bien justifiée à énergie élevée.

V - CONDITIONS EXPERIMENTALES

Les expériences ont été réalisées auprès de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan ; nous avons obtenu des faisceaux de protons de l'ordre de 10 µA, d'une bonne stabilité et d'une définition en énergie légèrement inférieure au keV, sur des cibles refroidies par une circulation d'eau.

1°) Chaîne d'analyse - Notre ensemble de détection des rayonnements gamma comprenait un détecteur semi-conducteur Ge(Li) coaxial de 40 cm^3 de volume utile fourni par S.A.I.P., un préamplificateur de charges Tennelec TC 135 M et un amplificateur Tennelec T.C 200. Les impulsions ainsi amplifiées étaient enregistrées à l'aide d'un analyseur Intertechnique à 4096 canaux.

La résolution de l'ensemble de la chaîne nous a permis d'obtenir dans les conditions de l'expérience une largeur à mi-hauteur de l'ordre de 4 keV sur la raie de 1332 keV du ^{60}Co. La très bonne stabilité de l'ensemble n'a pas nécessité l'emploi de circuits stabilisateurs de zéro et de gain.

2°) Cibles - Dans toutes nos expériences, les cibles étaient d'une épaisseur suffisante pour servir en même temps de ralentisseur pour les ions de recul. Ceci est un avantage important par rapport à certaines expériences mettant en jeu des énergies plus importantes où l'ion de recul traverse d'abord la cible avant de parvenir dans le matériau ralentisseur. L'épaisseur moyenne de nos cibles était d'une centaine de $\mu g/cm^2$. Elles étaient obtenues par évaporation sous vide et perdaient ainsi, le cas échéant, toute nature cristalline. Les différentes cibles utilisées étaient des dépôts d'aluminium, de phosphure de zinc et de chlorure de baryum sur des supports en or. Les cibles de chlorure de baryum, fournies par A.E.R.E Harwell, étaient enrichies à plus de 95 % en ^{35}Cl.

3°) Méthode de mesure - La mesure de l'atténuation du déplacement Doppler était obtenue à partir des spectres enregistrés alternativement à 0° et 140° environ. Afin de diminuer les effets de dérives possibles de l'électronique, les temps de comptage étaient limités à trois heures consécutives au maximum ; l'angle de détection était ensuite changé. Nous nous sommes attachés à obtenir les mêmes taux de comptage aux différents angles de détection pour ne pas introduire de distorsion dans les raies.

Une source de rayonnements gamma d'énergie aussi voisine que possible de celles des raies étudiées était placée à proximité du détecteur pendant les expériences. La raie ainsi détectée nous permettait de vérifier la stabilité de l'électronique et servait également de point origine pour les déplacements Doppler. Un autre contrôle, que nous avons effectué pour toutes les résonances, était fourni par la mesure des déplacements Doppler des raies provenant des états de capture : ces états ont des vies moyennes très courtes et le facteur d'atténuation correspondant est égal à 1 (Tableau 2.3).

Tableau 2.3

Transition (MeV)	E_p (keV)	Déplacement mesuré (keV)	Déplacement Calculé (keV)
12,331 → 6,691	774	7,50 ± 0,45	8,06
12,331 → 7,381	774	7,20 ± 0,50	7,08
12,802 → 7,418	1262	9,80 ± 0,15	9,76
12,855 → 6,888	1317	18,80 ± 0,60	18,80
12,855 → 6,276	1317	20,30 ± 0,60	20,76
13,568 → 6,888	2044	15,70 ± 0,25	15,82
13,568 → 8,946	2044	10,70 ± 0,25	10,94
13,568 → 10,419	2044	7,30 ± 0,35	7,43

Comparaison des déplacements maximaux mesurés et calculés pour les transitions issues des états de résonance.

Une mesure comprenait plusieurs enregistrements à chaque angle de détection. Pour chaque spectre, nous calculions l'écart entre le centre de gravité de la raie étudiée et celui de la raie de référence. La valeur moyenne de ces écarts pour chaque angle nous permettait d'obtenir le déplacement Doppler final que nous reportions sur les courbes du type de celle de la figure 2.1 pour en déduire la vie moyenne du niveau. La figure 2.8 montre un exemple de deux spectres enregistrés à 0° et 135°, dans le cas de la réaction $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$ à E_p = 2595 keV.

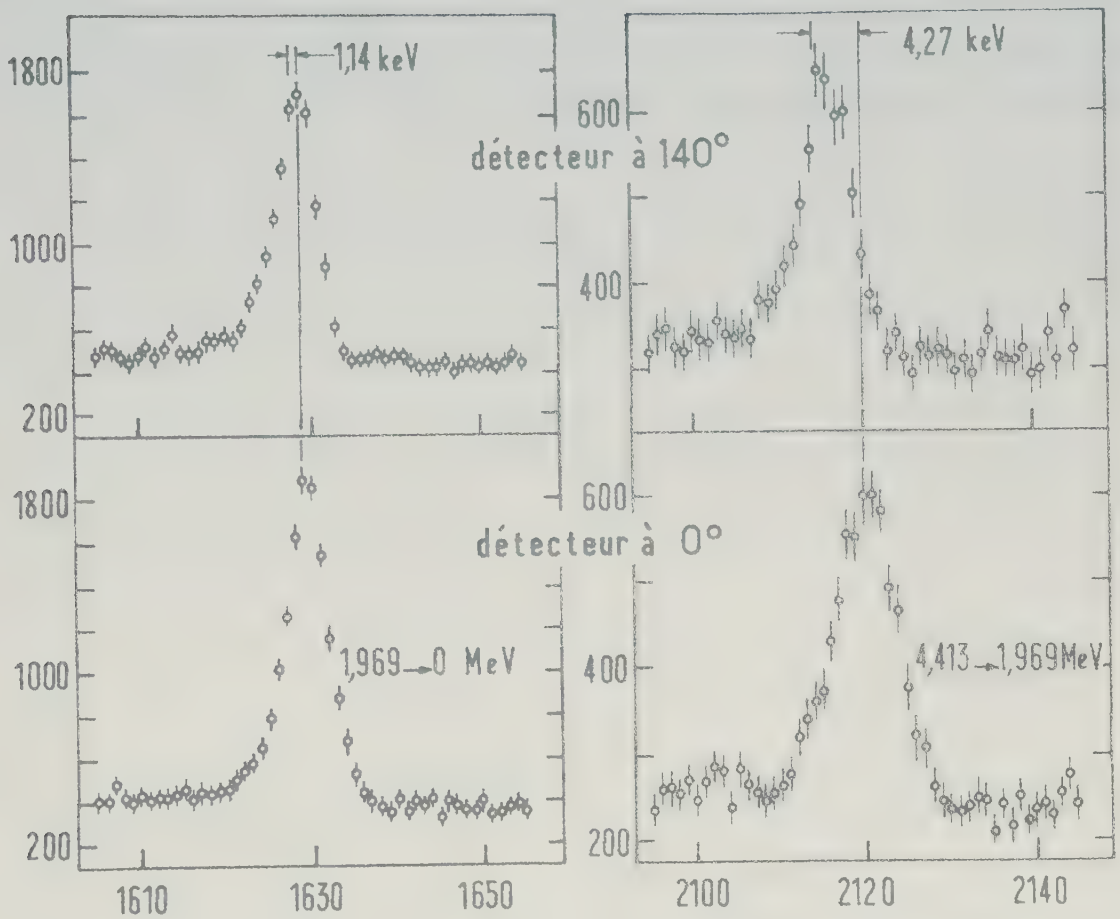


Fig. 2.8 - Spectres enregistrés à 0° et 135°, dans le cas de la réaction $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$ à E_p = 2595 keV

Grâce à la multiplication des enregistrements partiels, la mesure des déplacements Doppler des différentes raies peut être très précise, comme le montre le tableau 2.3 ; cependant deux causes d'erreurs peuvent intervenir : présence d'une raie parasite dans la raie analysée et alimentation indirecte d'un niveau.

- pic parasite : La complexité des schémas de décroissance de certaines résonances est telle, que la raie analysée peut comporter une raie parasite qu'on ne peut séparer malgré la très bonne résolution des détecteurs Ge(Li) utilisés. Nous effectuons dans ce cas une correction de la forme :

$$G_1 = G_m + x\ (G_m - G_2)$$

G_m est le déplacement mesuré et G_1 et G_2 sont respectivement les déplacements réels de la raie analysée et de la raie parasite. x est le rapport de l'intensité du pic parasite au pic analysé, compte tenu de l'efficacité de détection, s'il s'agit de deux pics de nature différente (double échappement, simple échappement ou absorption totale).

- Niveau à alimentation indirecte : Dans les cas les plus favorables, les niveaux étudiés sont directement alimentés en totalité par le niveau de capture dont la vie moyenne est trop courte pour avoir une influence sur le déplacement Doppler du niveau étudié.

Mais si le niveau de vie moyenne τ_A est alimenté directement à partir de l'état de capture avec une intensité 1, et indirectement par une cascade à travers un niveau de vie moyenne τ_B avec une intensité relative r, le déplacement mesuré ΔE_γ devient :

$$\Delta E_\gamma = \left[\Delta E_{\gamma_A} + \left(\frac{\tau_B}{\tau_B - \tau_A} \Delta E_{\gamma_B} - \frac{\tau_A}{\tau_B - \tau_A} \Delta E_{\gamma_A} \right) r \right] / (1 + r)$$

où ΔE_{γ_A} (ΔE_{γ_B}) est le déplacement obtenu pour la vie moyenne τ_A (τ_B) lorsqu'il n'y a pas d'alimentation indirecte.

Nous avons été quelquefois contraints de tenir compte de cette correction qui introduit une erreur supplémentaire sur la détermination de τ_A. Cependant nous nous sommes toujours attachés, dans la mesure du possible, à nous placer à des résonances où cette correction était négligeable.

Notons que les deux corrections précédentes ne sont strictement valables que dans le cas où les distributions angulaires des différents rayonnements sont isotropes.

La méthode de mesure de vies moyennes par "atténuation du déplacement Doppler" fait appel à la connaissance des lois de ralentissement. Ces lois sont, dans notre domaine d'énergie et pour les ralentisseurs utilisés, en bon accord avec les résultats expérimentaux. D'après les mesures de parcours projetés et de vies moyennes, nous estimons que l'erreur sur la valeur des vies moyennes provenant de l'utilisation des formules de LINDHARD et BLAUGRUND ne dépasse pas 10 % dans nos expériences. Il est cependant difficile d'estimer sa contribution exacte. Nous nous contenterons, pour nos résultats, de tenir compte uniquement des erreurs expérimentales sur la mesure des facteurs d'atténuation.

C H A P I T R E III

EXPOSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

I - INTRODUCTION

Le but de ce travail était de mesurer les probabilités des transitions entre les niveaux excités liés des noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar. Nous avons choisi de peupler ces niveaux par les réactions $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$, $^{31}P(p,\gamma)^{32}S$ et $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$. Les résultats antérieurs à notre travail concernant les différentes résonances de ces réactions sont rassemblés dans la compilation de P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN (En 67) : ils ont été obtenus à l'aide de détecteurs à iodure de sodium. Pour notre part, nous n'avons étudié la décroissance gamma des états de capture que dans la mesure où sa connaissance était nécessaire pour la détermination des vies moyennes et des rapports d'embranchement des niveaux de plus basse excitation.

Les réactions de capture radiative ont permis, outre la détermination des vies moyennes, celle des énergies et des rapports d'embranchement de certains niveaux. L'efficacité relative du détecteur Ge(Li) utilisé, dont la connaissance est nécessaire pour les mesures de rapports d'embranchement, a été déterminée grâce aux réactions $^{23}Na(p,\gamma)^{24}Mg$ et $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ dans les mêmes conditions expérimentales par D. BERTAULT et al (Be 69). Nous avons mesuré le spectre complet des rayonnements gamma à chaque résonance. Dans ces cas, nous utilisions une pente de conversion d'environ 3 keV/canal que nous réduisions à 1 ou 2 keV/canal pour les mesures de déplacement Doppler.

Ce chapitre consacré à l'exposé des résultats expérimentaux, niveau par niveau, sera divisé en trois parties chacune traitant d'un des trois noyaux.

II - LE NOYAU ^{28}Si

La réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ est très favorable pour l'étude du noyau ^{28}Si : en effet entre Ep = 500 keV et 2000 keV, elle peuple la plupart de ses niveaux liés. Les cibles d'aluminium sont, d'autre part, très simples à obtenir et supportent de grandes intensités de faisceau. Nous avons constaté, durant les expériences, une faible contamination des cibles d'aluminium en fluor, ce qui nous a conduit à utiliser comme support de l'or de très grande pureté ; dans ces conditions, la raie gamma de 6,129 MeV due à la réaction $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ n'était pas génante, mais nous servait, au contraire, à vérifier la stabilité de l'électronique. Nous nous sommes autant que possible limités à des énergies de protons inférieures à 2 MeV : au-dessus de cette énergie, les réactions parasites, notamment la réaction $^{28}Si(p,p'\gamma)^{28}Si$, ont de grandes sections efficaces qui nous obligeaient à limiter l'intensité du faisceau pour ne pas dépasser un taux de comptage optimal.

Dans la majorité des cas, nous avons pu utiliser des courants de l'ordre de 10 µA sans constater de détérioration rapide des cibles refroidies par une circulation d'eau. Celles-ci ont été cependant changées fréquemment afin de déceler de possibles variations de la densité des dépôts. Ce phénomène, qui n'a pas été observé, aurait pu modifier le pouvoir d'arrêt.

Chaque fois qu'il est possible, nos résultats seront comparés à ceux d'autres auteurs. Pour faciliter la lecture des résultats expérimentaux, nous présentons sur la figure 3.1 le schéma de décroissance des premiers états excités du ^{28}Si : les énergies des niveaux et les rapports d'embranchement tiennent compte de nos mesures ou sont extraites des réf. (Gi 68), (Me 69a) (Me 70a).

Une partie des mesures que nous allons exposer a déjà été publiée (Al 69a, Al 70). Le tableau 3.1 montre une comparaison des rapports d'embranchement mesurés à ceux d'autres auteurs. Les valeurs moyennes sont celles de la figure 3.2.

Tableau 3.1

Etat initial (MeV)	Etat final (MeV)	Notre résultat (%)	Réf. (En 67)	Réf. (Gi 68)	Réf. (Me 69a) (Me 70a)
6,276	1,779	84 ± 5	90	85 ± 5	94
	4,617	16 ± 5	10	15 ± 5	6
8,946	4,617	70 ± 15			47
	6,888	30 ± 15			
9,163	0	≤ 15		23 ± 12	≤ 16
	1,779	50 ± 10	100	48 ± 14	56
	4,617	24 ± 10		29 ± 10	21
10,185	1,779	25 ± 15			20
	4,617	75 ± 15			80
10,419	4,617				17
	6,276	90 ± 10			83

Rapports d'embranchement mesurés dans ^{28}Si

Les tableaux 3.2 et 3.2bis rassemblent les vies moyennes que nous avons déterminées, tandis que le tableau 3.3 permet de comparer les mesures de différents auteurs.

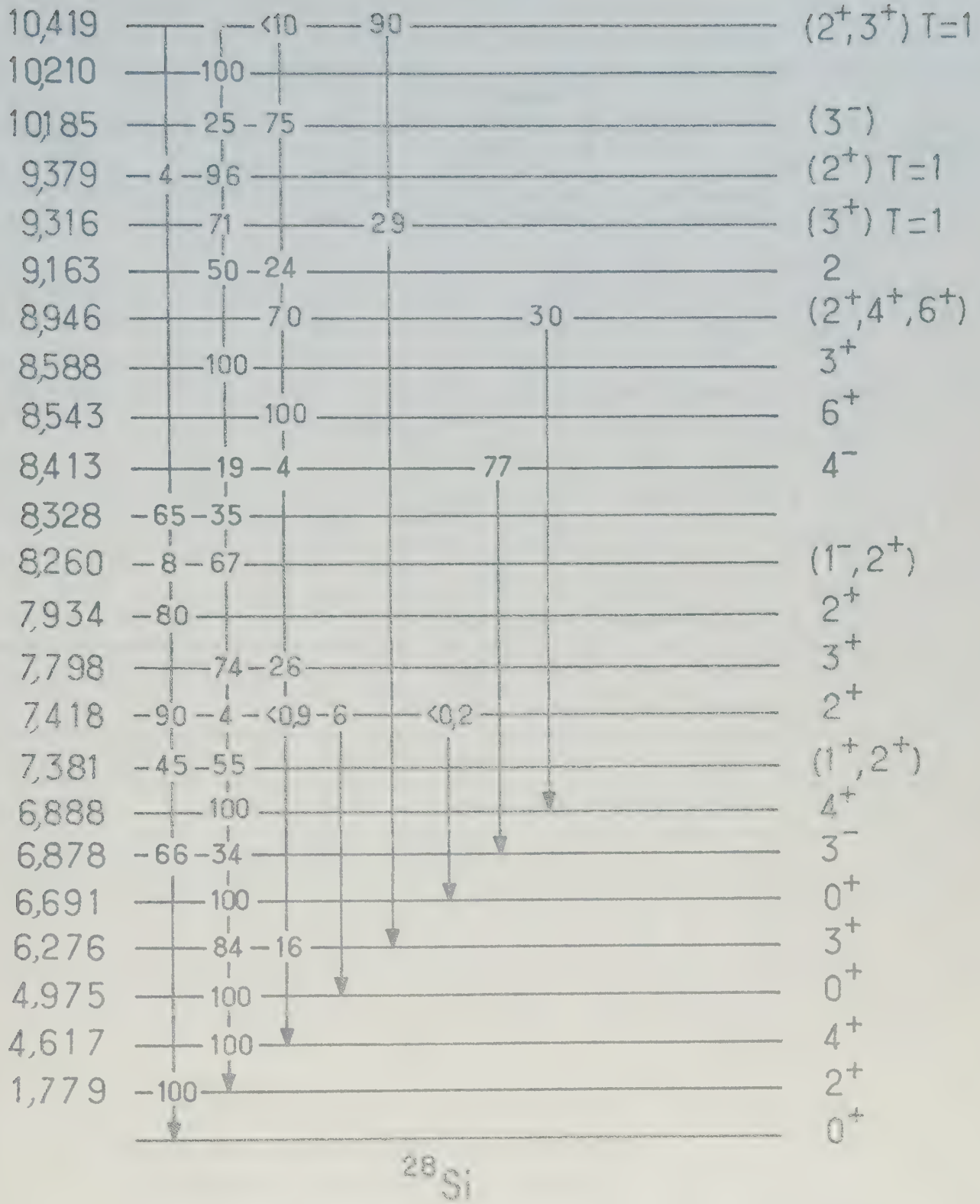


Fig. 3.1 - Schéma de décroissance des premiers états excités de ^{28}Si

Tableau 3.2

Transition (MeV)	E_t (MeV)	E_p (keV)	Déplacement mesuré (keV) 0° 90°	F (τ)	τ (fs)	valeur adoptée (fs)
1,779 → 0	1,779	731	0,26 ± 0,05	0,10	600 ± 150	640 ± 80
		992	0,25 ± 0,10	0,09	740 ± 220	
		1262	0,41 ± 0,16	0,12	550 ± 220	
		1589	0,44 ± 0,07	0,12	650 ± 150	
		1797	0,46 ± 0,14	0,12	760 ± 250	
4,617 → 1,779	2,838	1317 (c)	2,43 ± 0,12	0,45	62 ± 10	46 ± 4
			2,87 ± 0,12	0,54	40 ± 10	
		1589	4,14 ± 0,12	0,70	47 ± 8 (a)	
			4,14 ± 0,15	0,70	47 ± 10(b)	
		2044	5,12 ± 0,18	0,57	38 ± 8 (a)	
			4,94 ± 0,22	0,55	45 ± 8 (b)	
6,276 → 1,779	4,497	1317 (c)	0,81 ± 0,09	0,09	900 ± 300	1150 ± 250
			0,54 ± 0,08	0,06	1300 ± 250	
6,691 → 1,779	4,912	774	3,46 ± 0,43	0,49	110 ± 40	110 ± 40
6,878 → 0	6,878	1262	0,53 ± 0,39	0,04	2000 ± 1000	2000 ± 1000
6,888 → 1,779	5,109	2044	9,33 ± 0,21	0,77	44 ± 10	44 ± 10
7,381 → 1,779	5,602	774	7,49 ± 0,35	0,93	6 ± 4	6 ± 4
		1589	9,99 ± 0,36	0,85	⩽ 8	

Les valeurs de F (τ) sont celles obtenues avant les corrections éventuelles

(a) Mesure sur la raie d'absorption totale

(b) Mesure sur la raie de double échappement

(c) Deux séries indépendantes de mesures

Tableau 3.2 bis

Transition (MeV)	E_t (MeV)	E_p (keV)	Déplacement mesuré (keV) 0°-90°	F(τ)	τ (fs)	valeur adoptée (fs)
7,418 → 0	7,418	1262	10,05 ± 0,63	0,73	41 ± 9	41 ± 9
7,798 → 1,779	6,019	1578	3,06 ± 0,35	0,25	320 ± 40	320 ± 40
7,934 → 0	7,934	1797	15,75 ± 0,40	0,90	15 ± 4	15 ± 4
8,260 → 1,779	6,481	1589	13,13 ± 0,27	0,97	≲ 10	≲ 10
8,543 → 4,617	3,926	1579	7,61 ± 0,18	0,94	8 ± 4	8 ± 4
8,588 → 1,779	6,809	1578	13,24 ± 0,29	0,94	≲ 10	≲ 10
8,946 → 4,617	4,329	2044	6,67 ± 0,42	0,65	70 ± 10	67 ± 7
→ 6,888	2,059	2044	3,37 ± 0,31	0,69	60 ± 15	
9,163 → 4,617	4,546	1589	7,40 ± 0,80	0,78	33 ± 15	33 ± 15
9,316 → 1,779	7,537	1578	15,64 ± 0,33	1,00	≲ 5	≲ 5
9,379 → 1,779	7,600	731	10,97 ± 0,35	1,02	≲ 10	≲ 10
10,185 → 4,617	5,568	1579	10,15 ± 0,32	0,88	18 ± 6	18 ± 6
10,210 → 1,779	8,431	1589	16,64 ± 0,63	0,95	6 ± 4	6 ± 4
10,419 → 6,276	4,143	2044	8,45 ± 0,34	0,87	23 ± 7	23 ± 7

Vies moyennes d'états excités du noyau ^{28}Si

Tableau 3.3

iveau du ^{28}Si x (MeV)	Vies moyennes(fs)					
	notre mesure	réf (Me 69a) $^{27}Al(p,\gamma)$	réf (Gi 68) $^{27}Al(p,\gamma)$	réf (Li 69) $^{25}Mg(\alpha,n)$	réf (An 69) $^{27}Al(^{3}He,d)$	réf (Ro 68) $^{28}Si(\alpha,\alpha')$
1,779	640 ∓ 80	$590 \begin{smallmatrix}+\ 600\\-\ 150\end{smallmatrix}$	$580 \begin{smallmatrix}+\ 100\\-\ 90\end{smallmatrix}$		860 ∓ 110	770 ∓ 100
4,617	46 ∓ 4	58 ∓ 10	61 ∓ 4	100 ∓ 20	60 ∓ 20	55 ∓ 10
6,276	1150 ∓ 250	$920 \begin{smallmatrix}+\ 1000\\-\ 300\end{smallmatrix}$	$1350 \begin{smallmatrix}+\ 220\\-\ 170\end{smallmatrix}$	1150 ∓ 130	1300 ∓ 200	
6,691	110 ∓ 40	88 ∓ 12		$180 \begin{smallmatrix}+\ 30\\-\ 40\end{smallmatrix}$		
6,878	2000 ∓ 1000	⩾ 1800	$2300 \begin{smallmatrix}+\ 600\\-\ 400\end{smallmatrix}$	$2700 \begin{smallmatrix}+\ 700\\-\ 400\end{smallmatrix}$	⩾ 4000	109 ∓ 20
6,888	44 ∓ 10	53 ∓ 6		70 ∓ 20		100 ∓ 30
7,381	6 ∓ 4	7 ∓ 4	13 ∓ 3	⩽ 300		
7,418	41 ∓ 9	24 ∓ 4	40 ∓ 3	⩽ 200		
7,798	320 ∓ 40	190 ∓ 30	310 ∓ 30	300 ∓ 100(a)		
7,934	15 ∓ 4	⩽ 6			50 ∓ 25	
8,260	⩽ 10		14 ∓ 6			
8,543	8 ∓ 4			58 ∓ 12(b)		
8,588	⩽ 10		25 ∓ 2		⩽ 25	
8,946	67 ∓ 7					
9,163	33 ∓ 15		39 ∓ 5			
9,316	⩽ 5	⩽ 5	⩽ 10			
9,379	⩽ 10	5 ∓ 3				
10,185	18 ∓ 6					
10,210	6 ∓ 4		15 ∓ 7			
10,419	23 ∓ 7					

(a) réf. (Al 69)
(b) réf. (La 69)

Comparaison des différentes mesures de vies moyennes dans ^{28}Si

1°) Niveau de 1,779 MeV (2^+)

- Résonance E_p = 731 keV. Le niveau est alimenté par une cascade d'intensité relative r = 0,05 (Me 69a) passant par le niveau de 6,276 MeV. En tenant compte de cette cascade, que nous noterons (r →6,276 → 1,779 MeV ; i.r = 0,05 (Me 69a)), nous trouvons $\tau = 600 \pm 150$ fs alors que la valeur non corrigée est $\tau = 620 \pm 150$fs

- Résonance E_p = 992 keV. La valeur mesurée sans correction est : $\tau = 860 \pm 200$ fs

En tenant compte de la cascade (r → 7,798 → 1,779 MeV ; i.r = 0,15 (Me 69a)),

nous obtenons $\tau = 740 \pm 220$ fs

- Résonance E_p = 1262 keV. En tenant compte d'une cascade (r → 6,878 → 1,779 MeV ; i.r = 0,20 (Gi 68)), la valeur corrigée est $\tau = 550 \pm 220$ fs.

- Résonance E_p = 1589 keV. Après correction (r → 4,617 → 1,779 MeV ; i.r = 0,39), nous obtenons $\tau = 650 \pm 150$ fs.

- Résonance E_p = 1799 keV. Aucune correction n'étant nécessaire, $\tau = 760 \pm 250$ fs.

Compte tenu de ces cinq mesures, la valeur adoptée pour le niveau de 1,779 MeV est : $\tau = 640 \pm 80$ fs. Cette valeur, nous l'avons déjà souligné, est en excellent accord avec celles obtenues par d'autres méthodes (Tableau 2.1). L'accord est également très bon (Tableau 3.3) avec les mesures d'effet Doppler utilisant la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ (Gi 68, Me 69a). En revanche notre valeur est inférieure à celles de S.W. ROBINSON et al (Ro 68) et J.H. ANDERSON et al (An 69), qui ont peuplé le niveau par les réactions $^{28}Si(\alpha,\alpha')^{28}Si$ et $^{27}Al(^3He,d)^{28}Si$. Ce désaccord peut sans doute s'expliquer par le fait que S.W. ROBINSON ne tient pas compte du terme $\langle \cos \phi \rangle$ tandis que J.H. ANDERSON néglige les alimentations indirectes du niveau, ce qui a pour effet dans les deux cas de surestimer la vie moyenne.

2°) Niveau de 4,617 MeV (4^+)

- Résonance E_p = 1317 keV. Suivant les références, l'intensité relative de l'alimentation indirecte de l'état à travers le niveau de 6,276 MeV est r = 0,45 (Gi 68) ou r = 0,24 (Me 70a). La correction correspondante étant importante, nous avons mesuré ce rapport ; nous trouvons r = 0,40, ce qui conduit à $\tau = 40 \pm 10$ fs et $\tau = 62 \pm 10$ fs dans deux séries de mesures effectuées avec des cibles différentes.

- Résonance E_p = 1589 keV. Après une correction de l'ordre de 10 % due à plusieurs cascades (Me 70a), nous obtenons : $\tau = 47 \pm 8$ fs sur le pic d'absorption totale et $\tau = 47 \pm 10$ fs sur le pic de double échappement.

- Résonance E_p = 2044 keV. Nous obtenons, respectivement sur le pic d'absorption totale et de double échappement : $\tau = 38 \pm 8$ fs et $\tau = 45 \pm 6$ fs. Dans ce résultat, nous tenons compte d'une très faible correction (r → 8,947 → 4,617 MeV ; i.r = 0,04).

La valeur moyenne de ces six mesures est finalement : $\tau = 46 \pm 4$ fs; elle est légèrement inférieure aux valeurs données dans réf. (Ro 68) et réf. (An 69) ; cependant les mêmes remarques que pour le niveau précédent s'appliquent à ces deux valeurs qui pourraient donc être quelque peu surestimées; la valeur $\tau = 61$ fs de réf. (Gi 68) ne tient pas compte de certaines cascades et l'effet des corrections est d'abaisser cette valeur de 10 à 20 %. Finalement notre valeur est en accord avec les résultats des réf. (Ro 68), (An 69), (Gi 68), (Me 69a). Elle diffère toutefois notablement de la valeur $\tau = 100 \pm 20$ fs obtenue par la réaction $^{25}Mg(\alpha,n)^{28}Si$.

3°) Niveau de 6,276 MeV - (3^+) - Nous avons mesuré les rapports d'embranchement de ce niveau vers les états de 1,779 MeV et 4,617 MeV à la résonance E_p = 1317 keV. Nous trouvons pour la transition 6,276 → 1,779 MeV une intensité relative de 84 ± 5 % et pour celle de 6,276 → 4,617 MeV, 16 ± 5 %.

Cette valeur est en bon accord avec le résultat de E. F. GIBSON et al (Gi 68) mais diffère de deux autres valeurs (Tableau 3.3) (En 67, Me 70a).

La vie moyenne a été déterminée sur la transition 6,276 → 1,779 MeV au cours de deux séries d'expériences effectuées à la résonance E_p = 1317 keV. La valeur adoptée, $\tau = 1150 \pm 250$ fs, est en bon accord avec les autres mesures.

4°) Niveau de 6,691 MeV - (0^+) - Ce niveau décroît à 100 % vers le premier état excité. Nous avons observé qu'il est alimenté assez faiblement à la résonance E_p = 774 keV dont nous avons déterminé le schéma de décroissance (Tableau 3.4). L'identification en énergie a été complétée par la mesure du déplacement des raies, ce qui permettait de distinguer les transitions issues du niveau de capture. C'est la raie de double échappement 6,691 → 1,779 MeV, d'énergie 3,890 MeV, qui a permis la mesure de la vie moyenne. Nous ne séparions pas cette raie d'une raie parasite r → 7,934 MeV - simple échappement - d'énergie 3,886 MeV. Nous en avons tenu compte et la valeur avant correction : $\tau = 85 \pm 20$ fs devient $\tau = 110 \pm 40$ fs.

Tableau 3.4

Transition (MeV)	Intensité
r → 0	74
r → 1,779	4
r → 6,691	5
r → 7,381	11
r → 7,934	3
r → 8,328	3

Schéma de décroissance du niveau de capture à la résonance E_p = 774 keV. La précision des valeurs est d'environ 15 %

A la même résonance M.A. MEYER et al (Me 69a) trouvent $\tau = 88 \pm 12$ fs. La mesure de LITHERLAND et al (Li 69) est quelque peu superieure ($\tau = 180 \pm 40$ fs).

5°) Niveau de 6,878 MeV - (3^-) - La vie moyenne du niveau a été mesurée à la résonance E_p = 1217 keV : $\tau = 2000 \pm 1000$ fs : elle est en bon accord avec les autres résultats.

6°) Niveau de 6,888 MeV - (4^+) - Cet état a été peuplé à la résonance E_p = 2044 keV dont nous avons déterminé un schéma de décroissance (fig. 3.2) qui est très sensiblement différent de celui proposé par Y.P. ANTOUVIEV et al (An 64).

Nous trouvons $\tau = 44 \pm 10$ fs. Cette valeur est en accord avec celle de M.A. MEYER (Me 70a) mais inférieure à celles données par S.W. ROBINSON et al (Ro 68) et A.E. LITHERLAND et al (Li 69).

7°) Niveau de 7,381 MeV - (1^+, 2^+) - A la résonance E_p = 774 keV, nous mesurons $\tau = 6 \pm 4$ fs ; à celle E_p = 1589 keV, la valeur mesurée $\tau = 18 \pm 5$ fs doit être corrigée pour tenir compte d'un pic parasite, de simple échappement 6,878 → 1,779 MeV. Nous obtenons à cette résonance $\tau < 8$ fs. La valeur adoptée est finalement : $\tau = 6 \pm 4$ fs. E.F. GIBSON (Gi 68) donne $\tau = 13 \pm 3$ fs à la même résonance E_p = 1589 keV.

8°) Niveaux de 7,418 MeV (2^+), 7,798 MeV (2^+), 7,934 MeV (2^+) et 8,260 MeV (1^-, 2^+) - Les tableaux 3.2 et 3.3 rassemblent les valeurs trouvées et les comparent à celles d'autres auteurs. Aucune correction n'a été nécessaire pour ces niveaux.

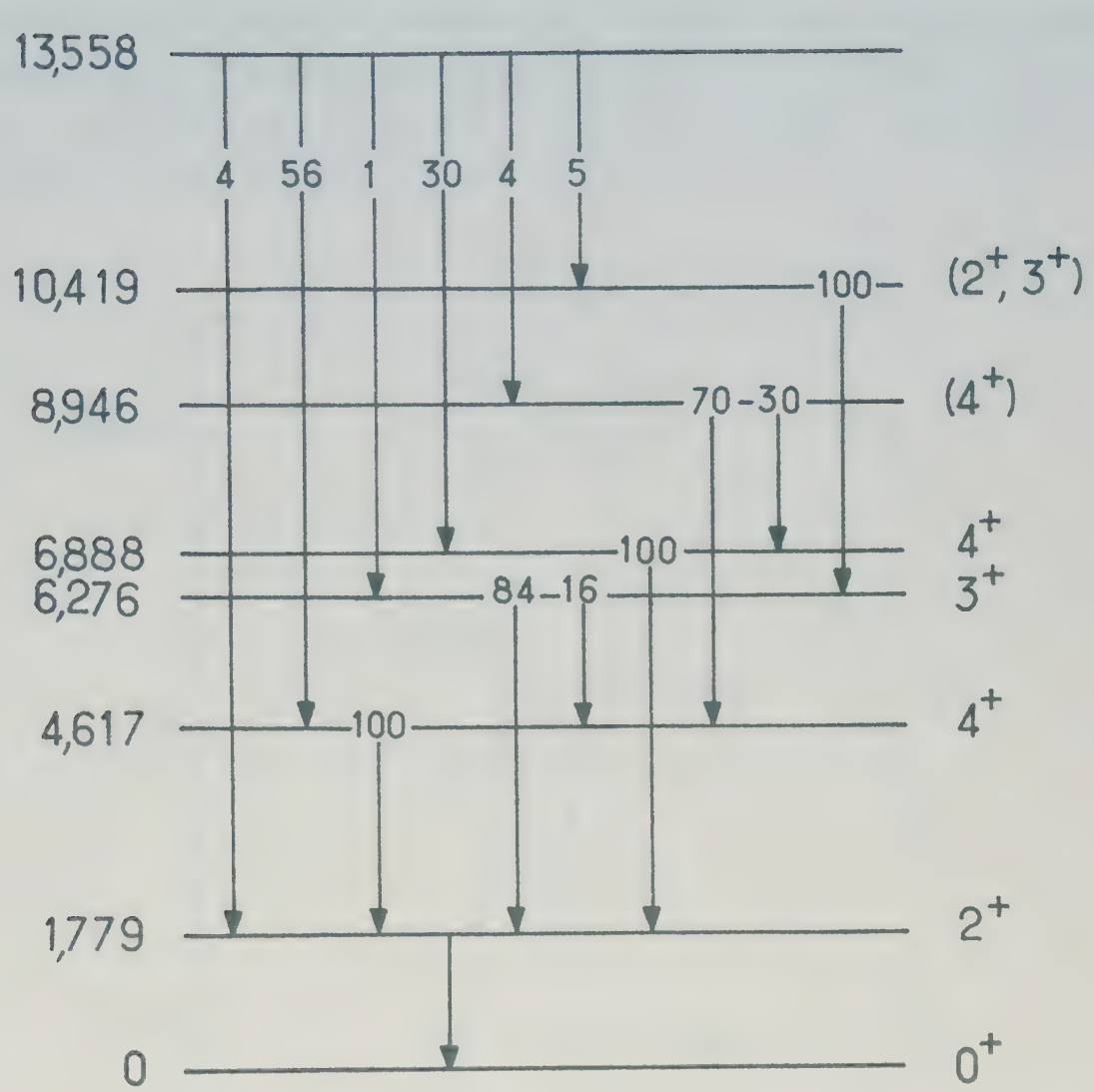


Fig. 3.2 - Schéma de décroissance du niveau de capture à la résonance E_p = 2044 keV. L'angle de détection est de 90°.

9°) Niveau de 8,543 MeV (6^+) - Les réactions de capture radiative de protons n'alimentent que faiblement les niveaux de spin élevé. Nous avons cependant mis en évidence un niveau de capture E_x = 13,108 MeV (E_p = 1579 keV) dont la décroissance s'effectue principalement par les états de 8,543 MeV et 10,185 MeV. Jusqu'ici cette résonance E_p = 1579 keV n'avait pas été séparée d'un résonance connue d'énergie très proche E_p = 1578 keV : la figure 3.3 montre la courbe d'excitation de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ que nous avons obtenue dans ce domaine d'énergie avec une cible très mince.

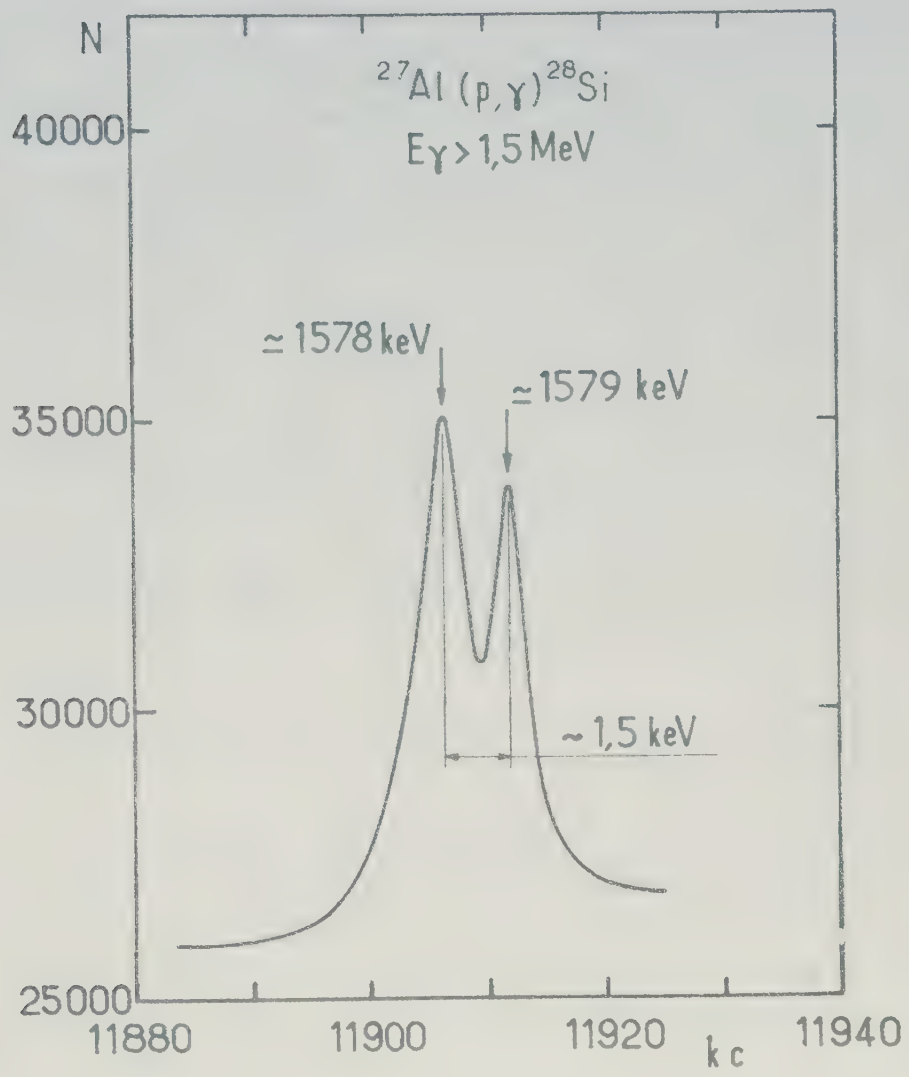


Fig. 3.3 - Fonction d'excitation de la réaction $^{27}Al(p,\gamma)^{28}Si$ autour de 1578 keV.

C'est à cette même résonance E_p = 1579 keV que nous avons déterminé la vie moyenne du niveau ; nous n'avons fait aucun effort particulier pour éviter la présence non génante des rayonnements gamma issus de l'autre niveau du doublet.

Nous avons apporté un soin particulier à cette mesure à cause de son importance théorique ; c'est ainsi que tous les déplacements des raies du spectre ont été déterminés : en particulier le tableau 3.5 montre que tous les déplacements maximaux ont été correctement mesurés, ce qui permet d'être définitivement certain de l'identification des transitions.

Tableau 3.5

Transition (MeV)	Déplacement mesuré (keV)	Déplacement calculé (keV)
13,108 → 6,276	14,18 ∓ 0,20	14,09
13,108 → 7,798	11,23 ∓ 0,36	10,96
13,108 → 8,543	9,13 ∓ 0,21	9,41
13,108 → 8,588	9,18 ∓ 0,20	9,32
13,108 → 9,316	7,86 ∓ 0,15	7,82
13,108 → 10,185	6,26 ∓ 0,15	6,04

Comparaison des déplacements maximaux mesurés et calculés pour les transitions issues du niveau de capture E_x = 13,108 MeV (E_p = 1579 keV)

Nous obtenons finalement pour le niveau de 8,543 MeV

$\tau = 8 \mp 4$ fs.

Cette mesure est en désaccord avec celle de S.T. LAM et T.K. ALEXANDER (La 69) $\tau = 58 \mp 12$ fs. Ces derniers peuplaient le niveau par la réaction $^{25}Mg(\alpha,n)^{28}Si$ un peu au-dessus du seuil. Dans de telles expériences la distribution angulaire des neutrons et le ralentissement des ions à la fois dans la cible et le support de cible peuvent entrainer des difficultés dans l'interprétation du facteur d'atténuation.

10°) Niveau de 8,588 MeV (3^+) - Nous trouvons $\tau \leqslant 10$ fs, à la résonance E_p = 1578 keV.

11°) Niveau de 8,946 MeV (2^+, 4^+, 6^+) - Nous avons observé une alimentation de ce niveau à la résonance E_p = 2044 keV, dont nous montrons le schéma de

décroissance dans la figure 3.2 pour un angle de détection de 90°. Nous avons identifié les transitions, d'une part à partir des mesures d'énergie et d'intensité et d'autre part à partir des mesures de déplacements des raies.

Nous avons précisé l'énergie du niveau : 8,946 $\bar{+}$ 0,001 MeV et déterminé les rapports d'embranchement 8,946 → 4,617 MeV : 70 $\bar{+}$ 15 % et 8,946 → 6,888 MeV : 30 $\bar{+}$ 15 %.

La mesure de la vie moyenne a été effectuée sur les deux transitions précédentes ; sa valeur est : τ = 67 $\bar{+}$ 7 fs.

12°) Niveaux de 9,163 MeV (2^+), 9,316 MeV (3^+) et 9,379 MeV (2^+) - Les valeurs que nous avons obtenues, ainsi que celles d'autres auteurs, sont montrées dans les tableaux 3.2 et 3.3.

13°) Niveau de 10,185 MeV - Seule l'énergie de ce niveau 10,185 $\bar{+}$ 0,020 MeV était connue jusqu'à présent (En 67) ; nous l'avons déterminée avec une plus grande précision : 10,185 $\bar{+}$ 0,002 MeV ; le niveau décroît par deux transitions : 10,185 → 1,779 MeV , et 10,185 → 4,617 MeV d'intensité respective 25 $\bar{+}$ 15 % et 75 $\bar{+}$ 15 %.

Enfin la vie moyenne τ = 18 $\bar{+}$ 6 fs a été mesurée sur la transition 10,185 → 4,617 MeV.

14°) Niveau de 10,210 MeV - A la résonance E_p = 1589 keV, nous obtenons τ = 6 $\bar{+}$ 4 fs.

15°) Niveau de 10,419 MeV (2^+, 3^+) - Nous avons observé que ce niveau est peuplé à la résonance de 2044 keV, et qu'il décroît pratiquement en totalité (> 90 %) vers le niveau de 6,276 MeV. La mesure de la vie moyenne sur cette transition conduit à : τ = 23 $\bar{+}$ 7 fs.

II - LE NOYAU ^{32}S

Les différents niveaux excités de ce noyau ont été peuplés par la réaction $^{31}P(p,\gamma)^{32}S$ aux résonances E_p = 811 keV, 1148 keV, 1248 keV, 1438 keV et 1556 keV. Grâce aux faibles énergies de ces résonances, la contamination des cibles en fluor n'a finalement jamais été gênante ; les cibles étaient obtenues au laboratoire par une évaporation sous vide de phosphure de zinc sur des supports minces d'or.

Une revue des renseignements expérimentaux, disponibles sur ce noyau au début de notre travail est donnée par P.M. ENDT et C. VAN DER LEUN (En 67). Des nouveaux résultats, que nous comparerons aux nôtres ont été ensuite obtenus par C.J. PILUSO et al (Pi 69) et R.W. OLLERHEAD et al (Ol 70). Nous nous

sommes efforcés de varier les énergies des résonances afin d'alimenter chaque niveau dans les meilleures conditions possibles et d'éviter de trop grandes corrections. La figure 3.4. montre le schéma de décroissance des premiers niveaux excités du noyau ; les énergies et les rapports d'embranchement des niveaux sont établis à partir de nos mesures et des références (Pi 69) et (01 70).

Tableau 3.6

Etat initial (MeV)	Etat final (MeV)	Notre résultat %	Réf. (En 67)	Réf. (Pi 69)
4,694	0	44 $\bar{+}$ 8	35	44
	2,230	56 $\bar{+}$ 8	65	56
5,410	2,230	100	96	100
5,544	0	38 $\bar{+}$ 8	45	22
	2,230	62 $\bar{+}$ 8	55	78
6,850	0	$\leqslant$ 20		
	2,230	$\leqslant$ 20		
	4,280	75 $\bar{+}$ 15		
7,115	2,230	100		(100)
7,485	2,230	100		(100)

Détermination des rapports d'embranchement de niveaux du ^{32}S

Dans le tableau 3.6, nous comparons les rapports d'embranchement mesurés avec ceux d'autres auteurs.

Le tableau 3.7 présente les différentes vies moyennes et le tableau 3.8 permet de les comparer aux valeurs obtenues par d'autres auteurs. Nos valeurs ont déjà été publiées précédemment (Th 69).

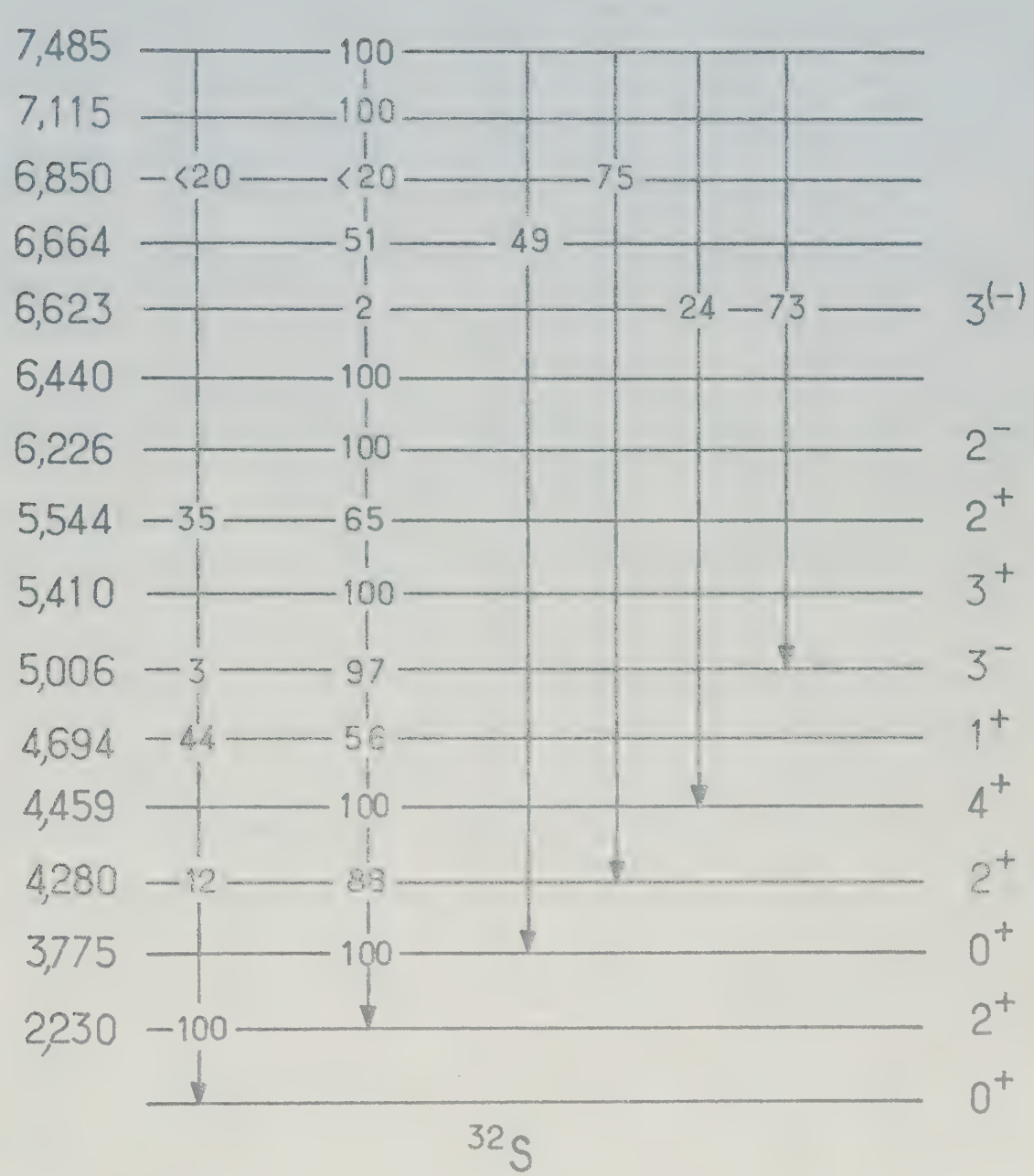


Fig. 3.4 - Schéma de décroissance des premiers niveaux excités de ^{32}S

Tableau 3.7

Transition (MeV)	E_t (MeV)	E_p (keV)	Déplacement mesuré (keV) 0°-90°	F(τ)	τ (fs)	valeur adoptée (fs)
2,230 → 0	2,230	811	0,43 ± 0,12	0,15	260 ± 150	240 ± 90
		1148	0,48 ± 0,08	0,14	280 ± 150	
		1248	0,69 ± 0,08	0,19	170 ± 150	
4,280 → 0	4,280	1556	4,68 ± 0,23 (a)	0,61	50 ± 5	50 ± 4
			4,62 ± 0,23 (b)	0,60	51 ± 5	
4,694 → 2,230	2,464	811	0,72 ± 0,24	0,22	170 ± 130	200 ± 80
→ 0	4,694	1148	1,59 ± 0,48	0,22	210 ± 130	
→ 2,230	2,464	1148	0,79 ± 0,26	0,21	230 ± 130	
5,006 → 2,230	2,776	1248	0,80 ± 0,12	0,18	300 ± 70	300 ± 70
5,410 → 2,230	3,180	1148 (c)	1,32 ± 0,40	0,27	160 ± 60	140 ± 50
		1148 (d)	1,72 ± 0,44	0,35	110 ± 80	
5,544 → 0	5,544	1148 (c)	3,76 ± 0,27	0,44	82 ± 20	70 ± 9
→ 2,230	3,314	1148 (c)	2,70 ± 0,40 (a)	0,53	58 ± 20	
→ 2,230		1148 (c)	2,58 ± 0,40 (b)	0,50	65 ± 20	
→ 0		1148 (d)	4,06 ± 0,23	0,47	70 ± 20	
→ 2,230		1148 (d)	2,36 ± 0,32	0,46	74 ± 20	
6,226 → 2,230	3,996	1248	3,47 ± 0,05 (a)	0,54	64 ± 20	61 ± 15
			3,63 ± 0,05 (b)	0,56	58 ± 20	
6,623 → 5,006	1,617	1438	0,10 ± 0,06	0,04	≥ 800	≥ 1000
→ 4,459	2,164	1438	0,05 ± 0,05	0,01	≥ 1000	
6,850 → 4,280	2,570	1148	1,75 ± 0,29	0,44	82 ± 25	82 ± 25
7,115 → 2,230	4,885	1148	7,16 ± 0,48	0,95	≤ 8	≤ 8
7,485 → 2,230	5,255	1148	7,26 ± 0,40	0,89	8 ± 4	8 ± 4

Vies moyennes d'états excités du noyau ^{32}S

(a) Mesure sur la raie d'absorption totale
(b) Mesure sur la raie de double échappement
(c) Première série de mesures
(d) Deuxième série de mesures

Tableau 3.8

Niveau du ^{32}S E_x (MeV)	Vies moyennes			
	Notre mesure (fs)	Réf. (Pi 69) ^{31}P (p,γ)	Réf. (Ol 70) $^{32}S(p,p')$	Réf. (Gr 69) $^{28}Si(\alpha,\gamma)$
2,230	240 ∓ 90			300 ∓ 80
3,775		520^{+300}_{-100}	1000^{+300}_{-200}	
4,280	50 ∓ 4	29 ∓ 2	74 ∓ 6	
4,694	200 ∓ 80	530 ∓ 50	490 ∓ 90	
5,006	300 ∓ 70	1500^{+2500}_{-700}	750 ∓ 50	
5,410	140 ∓ 50	97 ∓ 5	190 ∓ 20	
5,544	70 ∓ 9	43 ∓ 35		
6,226	61 ∓ 15	110^{+50}_{-30}	64 ∓ 7	
6,623	⩾ 1000	370 ∓ 80	570^{+300}_{-170}	
6,850	82 ∓ 25			
7,115	⩽ 8			
7,485	8 ∓ 4			

Comparaison des différentes mesures de vies moyennes dans ^{32}S

1°) Niveau de 2,230 MeV (2^+)

- Résonance E_p = 811 keV. La valeur mesurée sans correction est $\tau = 280 \mp 100$ fs. En tenant compte de la cascade (r → 4,694 → 2,230 MeV ; i.r = 0,14), nous obtenons : $\tau = 260 \mp 150$ fs. La valeur (i.r = 0,14) provient de notre mesure.

- Résonance E_p = 1148 keV. Différentes alimentations indirectes, notamment à travers les niveaux de 5,544 MeV et 5,006 MeV (En 67) conduisent à la valeur : $\tau = 280 \mp 150$ fs.

- Résonance E_p = 1248 keV. Il faut tenir compte, à cette énergie, de cascades (r → 5,006 → 2,230 MeV ; i.r = 0,45 (Pi 69)) et (r → 6,226 → 2,230 MeV ; i.r = 1,6 (Pi 69)), ce qui donne : $\tau = 170 \mp 150$ fs.

La valeur adoptée pour le niveau de 2,230 MeV est finalement : $\tau = 240 \mp 90$ fs. Elle est en excellent accord avec la seule autre mesure

par effet Doppler (Gr 69) ainsi qu'avec les valeurs obtenues par d'autres méthodes (Tableau 2.2)

2°) Niveau de 4,280 MeV (2^+) - Ce niveau est fortement peuplé à la résonance E_p = 1556 keV ; ce sont les pics d'absorption totale et de double échappement de la transition 4,280 → 0 MeV qui ont servi à la mesure de la vie moyenne. Nous trouvons respectivement : $\tau = 50 \mp 5$ fs et $\tau = 51 \mp 5$ fs ; et nous adoptons comme valeur : $\tau = 51 \mp 5$ fs.

3°) Niveau de 4,694 MeV (1^+) - Nous avons mesuré les rapports d'embranchement du niveau à la résonance E_p = 1148 keV : nous trouvons pour la transition de 4,694 → 0 MeV : 44 ∓ 8 % et pour celle de 4,694 → 2,230 MeV : 56 ∓ 8 %. Ces valeurs sont en bon accord avec d'autres mesures (Tableau 3.6). La vie moyenne a été mesurée à E_p = 811 keV et E_p = 1148 keV et nous trouvons respectivement : $\tau = 170 \mp 130$ fs, $\tau = 230 \mp 130$ fs (4,694 → 2,230 MeV), $\tau = 210 \mp 130$ fs (4,694 → 0 MeV). Nous adoptons finalement $\tau = 200 \mp 80$ fs.

4°) Niveau de 5,006 MeV (3^-) - Nous avons étudié ce niveau à la résonance E_p = 1248 keV où il est alimenté directement à partir de l'état de capture. Notre valeur $\tau = 300 \mp 70$ fs est en désaccord avec le résultat de C.J. PILUSO et al (Pi 69) : cependant celui-ci est obtenu à la résonance E_p = 1438 keV où le niveau est alimenté presque totalement par une cascade à travers l'état de 6,623 MeV, ce qui pourrait expliquer le désaccord. R.W. OLLERHEAD (Ol 70) donne $\tau = 750 \mp 50$ fs.

5°) Niveau de 5,410 MeV (3) - A la résonance de 1148 keV, nous donnons pour deux séries indépendantes de mesures effectuées sur la transition 5,410 → 2,230 MeV : $\tau = 160 \mp 60$ fs et $\tau = 110 \mp 80$ fs. Ceci conduit à la valeur $\tau = 140 \mp 50$ fs qui est en accord avec la mesure de R.W. OLLERHEAD et al (Ol 70). C.J. PILUSO donne 97 ∓ 5 fs à la résonance E_p = 1556 keV ; cependant il semble négliger une correction due à la présence de la transition r → 7,188 MeV (E_t = 3,183 MeV) ; l'effet de cette correction serait d'augmenter sa valeur de la vie moyenne d'environ 20 %.

6°) Niveau de 5,544 MeV (2^+) - Nous avons mesuré les rapports d'embranchement de ce niveau à la résonance de 1148 keV : nous trouvons pour la transition 5,544 → 0 MeV : 38 ∓ 8 % et pour celle de 5,544 → 2,230 MeV : 62 ∓ 8 %. Le tableau 3.6 montre une comparaison de ces valeurs avec celles obtenues dans d'autres travaux.

La vie moyenne a été mesurée dans deux séries de mesures à E_p = 1148 keV :

$\tau = 82 \pm 20$ fs 5,544 → 0 MeV (double échappement)
$\tau = 58 \pm 20$ fs 5,544 → 2,230 MeV (absorption totale)
$\tau = 65 \pm 20$ fs 5,544 → 2,230 MeV (double échappement)
$\tau = 70 \pm 20$ fs 5,544 → 0 MeV (double échappement)
$\tau = 74 \pm 20$ fs 5,544 → 2,230 MeV (absorption totale)

Nous adoptons : $\tau = 70 \pm 9$ fs.

7°) Niveaux de 6,226 MeV (2^-) et 6,623 MeV (3) - Les tableaux 3.6 et 3.7 montrent les résultats obtenus pour ces deux niveaux aux résonances E_p = 1248 keV et E_p = 1438 keV.

8°) Niveau de 6,850 MeV - Nous avons mis en évidence l'existence de ce niveau (E_x = 6,850 ± 0,002 MeV) que nous avons peuplé à la résonance E_p = 1148 keV. L'identification des transitions r → 6,850 MeV et 6,850 → 4,280 MeV a été complétée par la mesure du déplacement de la raie r → 6,850 MeV qui nous donne la valeur maximale attendue (Tableau 3.9). L'alimentation relativement faible du niveau n'a pas permis une détermination complète des rapports d'embranchement ; les différentes intensités relatives des raies : 6,850 → 0 MeV, 6,850 → 2,230 MeV et 6,850 → 4,280 MeV sont respectivement < 20 %, < 20 %, 75 ± 15 %. Une faible transition vers le niveau de 4,459 MeV n'est pas exclue. La vie moyenne a été mesurée à la résonance E_p = 1148 keV à l'aide de la transition 6,850 → 4,280 MeV. Nous obtenons : $\tau = 82 \pm 25$ fs.

9°) Niveaux de 7,115 MeV et de 7,485 MeV - Ces deux niveaux ont été peuplés à la résonance E_p = 1148 keV et décroissent tous les deux par une transition vers le niveau de 2,230 MeV. Les résultats obtenus sont donnés dans les tableaux 3.6 et 3.7.

Tableau 3.9

Transition (MeV)	Déplacement mesuré (keV)	Déplacement calculé (keV)
r → 4,694	8,55 ± 0,45	8,17
r → 5,544	7,20 ± 0,30	6,86
r → 6,850	4,60 ± 0,35	4,84
r → 7,485	3,50 ± 0,45	3,85

III - LE NOYAU ^{36}Ar

Le noyau ^{36}Ar a été jusqu'à présent assez peu étudié : les principaux résultats concernant les spins et les rapports d'embranchement des niveaux ont été obtenus par F.C. ERNE (Er 66) dans une étude de la réaction $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$ avec comme détecteurs des cristaux Na I. Nous avons utilisé la même réaction aux résonances E_p = 859 keV, 1097 keV, 1129 keV, 1708 keV, 1969 keV et 2595 keV (Er 66). Les cibles, fournies par A.E.R.E. Harwell, étaient composées d'une couche mince de Ba Cl_2 (150 µg/cm^2) enrichi à plus de 95 % en ^{35}Cl, évaporée sur un support en or. A cause de l'énergie souvent plus élevée des résonances, la contamination en fluor a été plus gênante que dans les expériences précédentes. Ceci, joint à la masse plus élevée du noyau et aux énergies généralement assez faibles des transitions, a conduit à des incertitudes plus importantes sur les valeurs des vies moyennes.

Le tableau 3.10 montre les rapports d'embranchement mesurés et la figure 3.5 les valeurs adoptées pour chaque niveau.

Tableau 3.10

Etat initial (MeV)	Etat final (MeV)	Notre mesure %	Réf. (Er 66) %
4,178	0	7 ± 2	5
	1,970	93 ± 2	95
4,440	0	58 ± 10	60
	1,970	42 ± 10	40
4,978	0	16 ± 5	
	1,970		25
	4,178	84 ± 5	75
5,856	1,970	100	100
5,897	4,178	100	100
6,837	4,178	62 ± 10	
	5,171	38 ± 10	

Détermination des rapports d'embranchement de niveaux du noyau ^{36}Ar

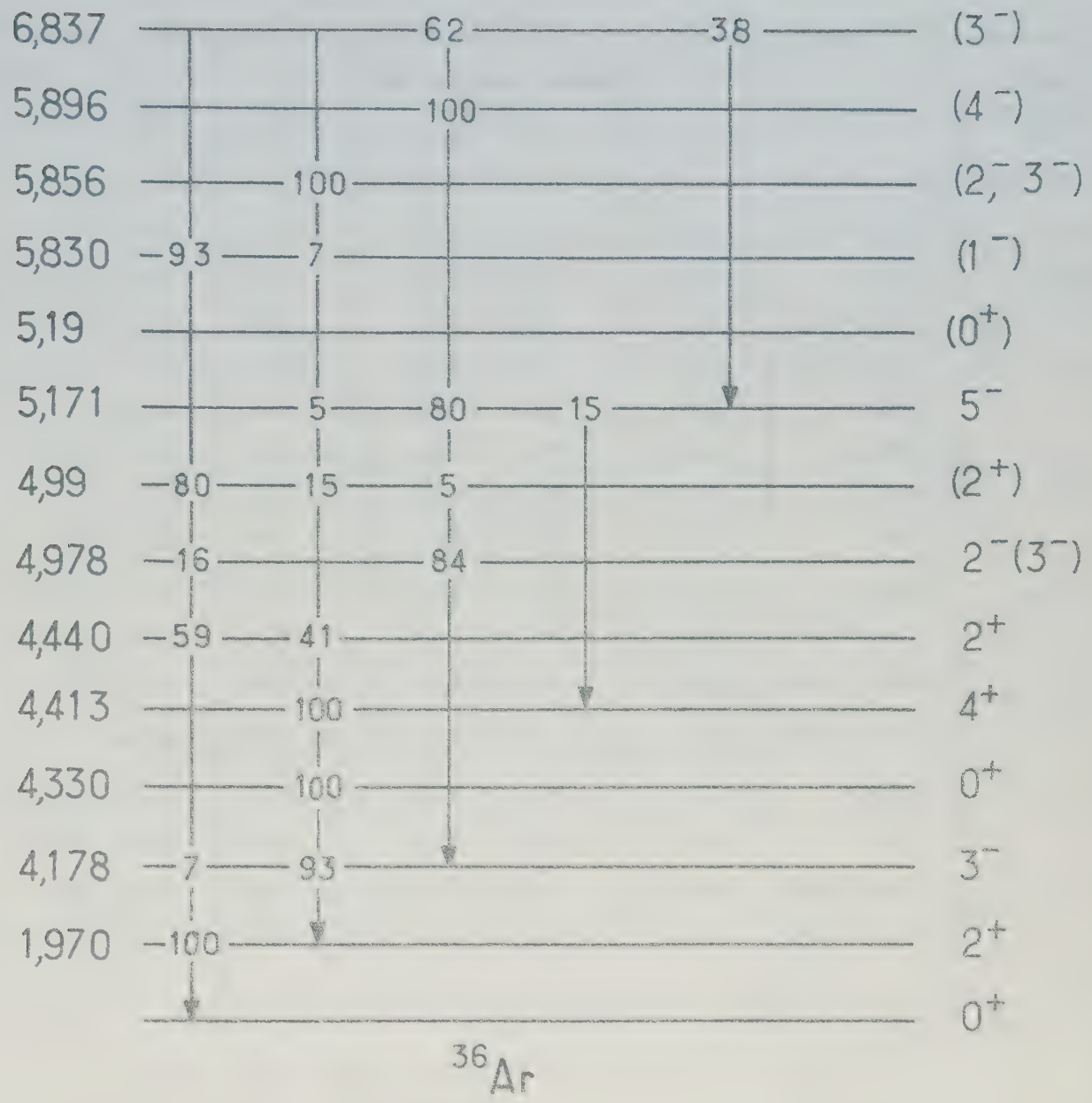


Fig. 3.5 – Schéma de décroissance des premiers niveaux excités de ^{36}Ar

Tableau 3.11

Transition (MeV)	E_T (MeV)	E_p (keV)	Déplacement mesuré (keV) 0° - 90°	F(τ)	τ (fs)	Valeur adoptée (fs)
1,970 → 0	1,970	2595	0,68 ± 0,05	0,17	400 ± 100	400 ± 100
4,178 → 1,970	2,208	1969	- 0,07 ± 0,10	- 0,02	⩾ 2000	⩾ 2000
4,413 → 1,970	2,443	2595	2,53 ± 0,12	0,50	125 ± 20	125 ± 20
4,440 → 0	4,440	1708	3,87 ± 0,6	0,52	94 ± 30	94 ± 30
4,978 → 0	4,978	859 (a)	0,42 ± 0,31	0,07	⩾ 500	⩾ 1000
→ 4,178	0,800	859 (a)	- 0,12 ± 0,07	- 0,12	⩾ 500	
→ 0	4,978	859 (b)	- 0,27 ± 0,20	- 0,04	⩾ 1000	
→ 4,178	0,800	859 (b)	- 0,03 ± 0,20	- 0,03	⩾ 500	
5,171 → 4,178	0,993	1097	- 0,20 ± 0,15	- 0,15	⩾ 1000	⩾ 1000
5,830 → 0	5,830	1129	7,41 ± 0,30	0,93	6 ± 4	6 ± 4
5,856 → 1,970	3,886	859 (a)	0,24 ± 0,10	0,05	1100 ± 400	840 ± 300
	3,886	859 (b)	0,48 ± 0,15	0,10	580 ± 400	
5,896 → 4,178	1,718	859	0,08 ± 0,15	0,04	⩾ 600	⩾600
→ 4,178	1,718	1097	0,16 ± 0,15	0,07	⩾ 400	
6,837 → 4,178	2,659	859 (a)	0,50 ± 0,13	0,16	370 ± 200	330 ± 140
→ 4,178	2,659	859 (b)	0,62 ± 0,18	0,19	290 ± 200	

a) première série d'expériences

b) deuxième série d'expériences

Mesures de vies moyennes dans ^{36}Ar

Le tableau 3.11 présente les différents résultats de nos mesures de vies moyennes ; une comparaison avec d'autres mesures n'est possible que pour le premier niveau excité de 1,970 MeV dont la durée de vie a été déterminée très récemment par H. GRAWE et al (Gr 69).

1°) Niveau de 1,970 MeV (2^+) - A la résonance E_p = 2595 keV, l'état de 1,970 MeV est alimenté directement et indirectement par une cascade passant par l'état de 4,413 MeV. Nous avons d'abord mesuré le rapport d'alimentation indirecte ; nous trouvons i.r = 0,95 $\bar{+}$ 0,05 ce qui est en bon accord avec une mesure antérieure (Er 66). Finalement, compte tenu de cette valeur et de celle de la vie moyenne du niveau de 4,413 MeV ,nous trouvons pour le niveau de 1,970 MeV : τ = 400 $\bar{+}$ 100 fs. Une mesure récente (Gr 69) donne pour cet état : τ = 460 $\bar{+}$ 110 fs.

2°) Niveau de 4,178 MeV (3^-) - A la résonance E_p = 859 keV, nous trouvons pour les transitions : 4,178 → 0 MeV et 4,178 → 1,970 MeV les intensités suivantes : 7 ± 2 % et 93 ± 2 %.

A la résonance E_p = 1969 keV, où nous avons pris soin de vérifier que le niveau ne subissait pas d'alimentation indirecte, le déplacement mesuré est pratiquement nul, ce qui conduit à : $\tau \geq$ 2000 fs.

3°) Niveau de 4,413 MeV (4^+) - Ce niveau a été alimenté à la résonance E_p = 2595 keV où nous trouvons : τ = 125 $\bar{+}$ 20 fs.

4°) Niveau de 4,440 MeV (2^+) - Nous avons mesuré les intensités relatives des transitions 4,440 → 0 MeV et 4,440 → 1,970 MeV à la résonance E_p = 1267 keV où la réaction parasite $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ était peu génante. Nos valeurs, respectivement : 58 $\bar{+}$ 10 % et 42 $\bar{+}$ 10 % ,sont en bon accord avec la mesure de F.C. ERNE , (Er 66) mais différent de celle de R.E. BERG (Be 67) qui, étudiant la radioactivité β^+ du ^{36}K, n'observe que la transition 4,440 → 0 MeV.

La vie moyenne de l'état de 4,440 MeV a été mesurée à partir de la transition 4,440 → 0 MeV,à la résonance E_p = 1708 keV. Nous trouvons : τ = 94 $\bar{+}$ 30 fs.

5°) Niveau de 4,978 MeV ($2^-,3^-$) - Nous avons alimenté ce niveau à la résonance E_p = 859 keV dont nous avons établi le schéma de décroissance (tableau 3.12).

La mesure des déplacements des raies correspondant aux transitions issues du niveau de capture a permis, d'une part une identification correcte des transitions, d'autre part une vérification de la méthode expérimentale (tableau 3.13).

Tableau 3.12

Transition (MeV)	Intensité (%) (notre mesure)	Réf. (Er 66)
r → 1,970	6	10
r → 4,178	60	50
r → 4,978	13	15
r → 5,171		5
r → 5,856	5	
r → 5,896	4	10
r → 6,837	12	
r → 6,870		10

Schéma de décroissance du niveau de capture E_x = 9,342 MeV (E_p = 859 keV)

Tableau 3.13

Transition (MeV)	Déplacement mesuré (keV)	Déplacement calculé (keV)
r → 4,178	6,18 $\bar{+}$ 0,15	6,13
r → 4,978	5,32 $\bar{+}$ 0,20	5,18
r → 5,856	3,84 $\bar{+}$ 0,25	4,14
r → 5,896	3,65 $\bar{+}$ 0,40	4,09
r → 6,837	2,96 $\bar{+}$ 0,15	2,98

Comparaison des déplacements maximaux mesurés et calculés pour les transitions issues du niveau de capture E_x = 9,342 MeV (E_p = 859 keV)

6°) Niveaux de 5,171 MeV (5^-), 5,830 MeV (1^-), 5,856 MeV (2^-,3^-) et 5,896 MeV (4^-) - Les résultats concernant ces niveaux sont rassemblés dans les tableaux 3.10 et 3.11. Aucune correction n'a été nécessaire dans les mesures.

7°) Niveau de 6,837 MeV (3^-) - Jusqu'à présent aucun niveau de cette énergie n'avait été relevé. Nous avons peuplé cet état à la résonance E_p = 859 keV où nous avons mesuré son énergie , E_x = 6,837 $\bar{+}$ 0,002 MeV , et déterminé son schéma de décroissance. Nous trouvons pour les transitions 6,837 → 4,178 MeV et

6,837 → 5,171 MeV les intensités 62 $\bar{+}$ 10 % et 38 $\bar{+}$ 10 %.

La mesure de la vie moyenne a été effectuée sur la transition 6,837 → 4,178 MeV, dans deux séries de mesure à E_p = 859 keV et nous trouvons finalement : τ = 330 $\bar{+}$ 140 fs.

Toutes ces mesures ont été publiées précédemment (Th 70a, Th 70b).

C H A P I T R E IV

INTERPRETATION DES RESULTATS

I - INTRODUCTION

La détermination des éléments de matrice électromagnétiques pour des transitions de multipolarité donnée, nécessite la connaissance de la vie moyenne et des rapports d'embranchement du niveau initial ainsi que des mélanges de multipolarité possibles. Nous calculerons tout d'abord les largeurs radiatives partielles des différents niveaux étudiés, à partir de nos mesures et des résultats d'expériences de corrélations angulaires d'autres auteurs. Nous avons étudié certains états dont le spin est incertain ou inconnu : les largeurs radiatives mesurées permettront, dans certains cas, de limiter les diverses valeurs de spin possibles. Nous comparerons ensuite les largeurs radiatives obtenues avec les prédictions des calculs HARTREE-FOCK et celles des modèles macroscopiques correspondants : modèle à déformation non-axiale de A.S. DAVYDOV et G.F. FILIPPOV et modèle collectif rotationnel ou vibrationnel. Cette discussion nécessitera une étude noyau par noyau, aussi bien qu'une comparaison de certaines transitions "équivalentes" dans les différents nuclides.

II - DETERMINATION DES LARGEURS RADIATIVES

Si nous considérons un niveau A se désexcitant vers deux niveaux B et C, nous obtenons :

$$\Gamma_\gamma (A \to B) = \Gamma_\gamma^{tot} \cdot r_1$$

$$\Gamma_\gamma (A \to C) = \Gamma_\gamma^{tot} \cdot r_2$$

$$\Gamma_\gamma (A \to B, L) = \Gamma_\gamma (A \to B) \frac{1}{1 + \delta^2}$$

$$\Gamma_\gamma (A \to B, L+1) = \Gamma_\gamma (A \to B) \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$$

Γ_γ^{tot} est la largeur radiative totale du niveau, r_1 et r_2 les rapports d'embranchement du niveau A vers les niveaux B et C et δ le mélange multipolaire de la transition $A \to B$.

1°) Le noyau ^{28}Si - Pour chaque transition nous avons calculé les largeurs radiatives réduites, exprimées en unités Weisskopf (u.W). Remarquons que les mélanges multipolaires des transitions du type E2 + M1 sont, le plus souvent, inconnus. Nous donnons alors deux valeurs pour les largeurs réduites, correspondant aux cas extrêmes de transitions de type E2 ou M1 pures.

Le tableau 4.1 rassemble les probabilités des transitions entre

des niveaux dont les spins sont bien connus, tandis que le tableau 4.2 montre les probabilités des transitions de multipolarité supposée issues de niveaux dont le spin est incertain ou inconnu. C'est le cas du niveau de 8,946 MeV qui a été étudié à la résonance E_p = 2044 keV. D'après d'autres mesures, ce niveau aurait une parité positive (Bo 69) et naturelle (En 67) ; sa forte décroissance vers les niveaux de spin 4^+ conduit donc aux valeurs de spin possibles suivantes : 2^+, 4^+, 6^+. La valeur 2^+ du spin est peu probable à cause du retard très important de la transition E2, 8,946 → 0 MeV qu'elle impliquerait (tableau 4.2) ; le niveau est également alimenté à la résonance E_p = 1098 keV de spin probable (4^-) (Me 70a),ce qui favorise le spin 4^+. Finalement, si les hypothèses de départ sur la parité du niveau sont bonnes, la parité et le spin de l'état de 8,946 MeV sont 2^+, 4^+ ou 6^+ avec 2^+ et 6^+ bien moins probables. Le niveau de 10,185 MeV a une parité négative (Bo 69) et naturelle (Ki 69). La décroissance mesurée vers l'état de 4,617 MeV (4^+) limite les valeurs de spin à 3^- et 5^- ; la possibilité 5^- est d'autre part exclue par la trop forte transition E3 vers l'état de 1,779 MeV qu'elle impliquerait (tableau 4.2). Donc, si les hypothèses concernant la parité sont bonnes, J_π(10,185 MeV) = 3^-.

2°) Le noyau ^{32}S - Le tableau 4.3 rassemble les probabilités des transitions entre des états dont les spins sont certains et le tableau 4.4 celles, de multipolarité supposée, qui sont issues de niveaux dont le spin n'est pas connu.

3°) Le noyau ^{36}Ar - Les probabilités de transition mesurées sont rassemblées dans le tableau 4.5.

Niveau de 5,830 MeV : F.C. ERNE (Er 66) donne pour le spin de ce niveau la valeur probable 1. M.A. MOINESTER et al., dans une mesure très récente (Mo 70) détermine la parité comme étant négative. Notre mesure de la vie moyenne du niveau exclut des valeurs de spin ≥ 2, si la parité est négative. On peut donc donner définitivement pour ce niveau : $J_\pi = 1^-$.

Niveau de 5,856 MeV : M.A. MOINESTER (Mo 70) limite à $(2, 3, 4, 5)^-$ les valeurs possibles du spin et de la parité de ce niveau. La mesure de la vie moyenne du niveau nous permet d'éliminer les possibilités (4, 5) et finalement : $J_\pi = (2, 3)^-$.

Niveau de 6,837 MeV : Ce niveau a été peuplé à la résonance E_p = 859 keV de la réaction $^{35}Cl(p,\gamma)^{36}Ar$. On peut estimer la largeur de la transition 9,342 → 6,837 MeV , à partir du schéma de décroissance du niveau de capture (tableau 3.12) , et de la force de la résonance dont la mesure a été effectuée par F.C. ERNE (Er 66).Nous trouvons $\Gamma \approx 85$ meV. La transition 9,342 → 6,837 MeV ne peut être , dans ces conditions , que de nature E1 ou M1 , ce qui limite les valeurs

Tableau 4.1

Transition (MeV)	J,T → J',T'	Multipolarité	Γ_γ (meV)	$\lvert M \rvert^2$ (u.W)
1,779 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	1,05 ± 0,10	14,0 ± 1,5
4,617 → 1,779	$4^+,0 \to 2^+,0$	E2	14,5 ± 1,0	19,0 ± 1,5
6,276 → 1,779	$3^+,0 \to 2^+,0$	E2	0,69 10^{-2} (a)	10^{-3}
6,276 → 1,779	$3^+,0 \to 2^+,0$	M1	0,48 (a)	0,26 10^{-3}
6,276 → 4,617	$3^+,0 \to 4^+,0$	E2	(0,90 ± 0,2)10^{-1}	1,8 ± 0,4
		M1		(0,95 ± 0,20)10^{-3}
6,691 → 1,779	$0^+,0 \to 2^+,0$	E2	6,0 ± 2,0	0,5 ± 0,2
6,878 → 0	$3^-,0 \to 0^+,0$	E3	0,20 ± 0,10	17,0 ± 8,0
6,878 → 1,779	$3^-,0 \to 2^+,0$	E1	0,10 ± 0,05	(0,15 ± 0,05)10^{-5}
6,888 → 1,779	$4^+,0 \to 2^+,0$	E2	15,0 ± 3,5	1,05 ± 0,25
7,418 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	14,5 ± 3,0	0,15 ± 0,05
7,418 → 1,779	$2^+,0 \to 2^+,0$	E2	0,65 ± 0,15	(0,28 ± 0,06)10^{-1}
		M1		(0,18 ± 0,04)10^{-3}
7,418 → 4,975	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	0,95 ± 0,20	2,7 ± 0,6
7,418 → 6,691	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	$\leqslant$ 0,29 10^{-1}	$\leqslant$ 34
7,798 → 1,779	$3^+,0 \to 2^+,0$	E2	1,5 ± 0,20	(0,47 ± 0,06)10^{-1}
		M1		(0,34 ± 0,04)10^{-3}
7,798 → 6,276	$3^+,0 \to 3^+,0$	E2	0,55 ± 0,07	16,0 ± 2,0
		M1		(0,7 + 0,1)10^{-2}
7,934 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	35 ± 9	0,27 ± 0,07
8,543 → 4,617	$6^+,0 \to 4^+,0$	E2	82 ± 40	22 ± 11
8,588 → 1,779	$3^+,0 \to 2^+,0$	E2	$\geqslant$ 66	$\geqslant$ 1,1
		M1		$\geqslant$ 0,1 10^{-1}
9,163 → 1,779	$2^+,0 \to 2^+,0$	E2	10,0 ± 4,5	0,11 ± 0,05
		M1		(0,12 ± 0,05)10^{-2}
9,163 → 4,617	$2^+,0 \to 4^+,0$	E2	4,8 ± 2,0	0,60 ± 0,30
9,316 → 1,779	$3^+,1 \to 2^+,0$	E2	$\geqslant$ 93	$\geqslant$ 0,94
		M1		$\geqslant$ 0,1 10^{-1}
9,316 → 6,276	$3^+,1 \to 3^+,0$	E2	$\geqslant$ 38	$\geqslant$ 36
		M1		$\geqslant$ 0,2 10^{-2}
9,380 → 0	$2^+,1 \to 0^+,0$	E2	$\geqslant$ 2,6	$\geqslant$ 0,9 10^{-2}
9,380 → 1,779	$2^+,1 \to 2^+,0$	E2	$\geqslant$ 63	$\geqslant$ 0,6
		M1		$\geqslant$ 0,7 10^{-2}

a) δ est extrait de réf. (Br 63)

Probabilités des transitions entre les niveaux de spin connu dans ^{28}Si

Tableau 4.2

Transition (MeV)	$J\pi \rightarrow J'\pi$	multipolarité supposée	Γ_γ (meV)	$\lvert M \rvert^2$ (u.W.)
7,381 → 0	$(1^+,2^+) \rightarrow 0^+$	M1 E2	49 ± 33	$(0,6 \pm 0,4)\ 10^{-2}$ $0,55 \pm 0,3$
7,381 → 1,779	$(1^+,2^+) \rightarrow 2^+$	M1 E2	60 ± 40	$(0,17 \pm 0,1)\ 10^{-1}$ $2,7 \pm 1,8$
8,260 → 0	$(1^-,2^+) \rightarrow 0^+$	E1 E2	$\geq 5,26$	$\geq 0,15\ 10^{-4}$ $\geq 0,3\ 10^{-1}$
8,260 → 1,779	$(1^-,2^+) \rightarrow 2^+$	E1 M1 E2	$\geq 44,1$	$\geq 0,26\ 10^{-3}$ $\geq 0,78\ 10^{-2}$ $\geq 0,95$
8,946 → 0	$(2^+,4^+) \rightarrow 0^+$	E2	$\leq 1,96$	$\leq 0,84\ 10^{-2}$
8,946 → 1,779	$(2^+,4^+) \rightarrow 2^+$	E2 M1	$\leq 1,96$	$\leq 0,25\ 10^{-1}$ $\leq 0,26\ 10^{-3}$
8,946 → 4,617	$(2^+,4^+) \rightarrow 4^+$	E2 M1	6,8 ± 1,5	$1,1 \pm 0,25$ $(0,41 \pm 0,09)\ 10^{-2}$
8,946 → 6,888	$(2^+,4^+) \rightarrow 4^+$	E2 M1	2,9 ± 1,5	20 ± 10 $(0,16 \pm 0,08)\ 10^{-1}$
10,185 → 1,779	$(3^-,5^-) \rightarrow 2^+$	E1 E3	9,1 ± 5	$(0,25 \pm 0,15)\ 10^{-4}$ 175 ± 105
10,185 → 4,617	$(3^-,5^-) \rightarrow 4^+$	E1	27 ± 9	$(0,23 \pm 0,08)\ 10^{-3}$
10,210 → 1,779		M1 E2	109 ± 72	$(0,9 \pm 0,6)\ 10^{-2}$ $0,6 \pm 0,4$
10,419 → 6,276	$(2^+,3^+) \rightarrow 3^+$	M1 E2	26 ± 8	$0,17\ 10^{-1}$ $5,5 \pm 1,5$

Probabilités des transitions entre des niveaux de ^{28}Si
dont le spin n'est pas connu de manière certaine

Tableau 4.3

Transition (MeV)	J,T → J',T'	multipolarité	Γ_γ (meV)	$\lvert M \rvert^2$ (u.W.)
2,230 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	$2,7 \pm 1,0$	$10,0 \pm 3,7$
4,280 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	$11,5 \pm 1,0$	$1,6 \pm 0,1$
4,280 → 2,230	$2^+,0 \to 2^+,0$	E2 (a) M1 (a)	1,0 0,57	5,7 $0,32\ 10^{-2}$
4,694 → 0	$1^+,0 \to 0^+,0$	M1	$1,4 \pm 0,5$	$(0,65 \pm 0,26)10^{-3}$
4,694 → 2,230	$1^+,0 \to 2^+,0$	E2 (b) M1 (b)	0,54 1,3	1,2 $0,42\ 10^{-2}$
5,006 → 0	$3^-,0 \to 0^+,0$	E3	$(0,6 \pm 0,3)10^{-1}$	35 ± 17
5,006 → 2,230	$3^-,0 \to 2^+,0$	E1	$2,0 \pm 0,45$	$(0,14 \pm 0,03)10^{-3}$
5,410 → 2,230	$3^+,0 \to 2^+,0$	E2 (c)	$4,7 \pm 1,6$	$3,0 \pm 1,0$
5,544 → 0	$2^+,0 \to 0^+,0$	E2	$3,3 \pm 0,4$	$0,13 \pm 0,02$
5,544 → 2,230	$2^+,0 \to 2^+,0$	E2 (d) M1 (d)	6,1 ou 1,85 0 ou 4,25	3,1 ou 0,95 0 ou $0,56\ 10^{-2}$
6,226 → 2,230	$2^-,0 \to 2^+,0$	E1	$10,7 \pm 2,6$	$(0,25 \pm 0,06)10^{-3}$
6,623 → 2,230	$3^-,0 \to 2^+,0$	E1	$\leq 0,13\ 10^{-1}$	$\leq 0,22\ 10^{-6}$
6,623 → 4,459	$3^-,0 \to 4^+,0$	E1	$\leq 0,16$	$\leq 0,23\ 10^{-4}$
6,623 → 5,006	$3^-,0 \to 3^-,0$	E2 (e) M1 (e)	$\leq 0,25\ 10^{-1}$ $\leq 0,45$	$\leq 0,47$ $\leq 0,51\ 10^{-2}$

Les valeurs non affectées d'erreurs sont données à titre indicatif, les incertitudes sur les coefficients de mélange étant très importantes.

(a) $\delta = -1,4$ (Po 66)
(b) $\delta = 0,65$ (Po 66)
(c) $\delta = \infty$ (Pi 69)
(d) $\delta = -0,55$ ou > 6 (Po 66)
(e) $\delta = 0,23$ (An 65)

Tableau 4.4

Transition (MeV)	Multipolarité supposée	Γ_γ (meV)	$\lvert M \rvert^2$ (u.W)
6,850 → 0	E1	$\leqslant$ 1,6	$\leqslant 0{,}73\ 10^{-5}$
	M1		$\leqslant 0{,}24\ 10^{-3}$
	E2		$\leqslant 0{,}22\ 10^{-1}$
6,850 → 2,230	E1	$\leqslant$ 1,6	$\leqslant 0{,}24\ 10^{-4}$
	M1		$\leqslant 0{,}78\ 10^{-3}$
	E2		$\leqslant 0{,}16$
6,850 → 4,280	E1	6,0 $\pm$ 1,8	$(0{,}52 \pm 0{,}15)10^{-3}$
	M1		$(0{,}17 \pm 0{,}05)10^{-1}$
	E2		11 ± 3
7,115 → 2,230	E1	$\geqslant$ 82,2	$\geqslant 0{,}10\ 10^{-3}$
	M1		$\geqslant 0{,}34\ 10^{-1}$
	E2		$\geqslant 6{,}1$
7,485 → 2,230	E1	82 $\pm$ 40	$(0{,}8 \pm 0{,}4)10^{-3}$
	M1		$(0{,}27 \pm 0{,}13)10^{-1}$
	E2		4 ± 2

Probabilités de transitions entre des niveaux de ^{32}S dont le spin n'est pas connu

Tableau 4.5

Transition (MeV)	$J_\pi, T \rightarrow J_\pi, T'$	Multipolarité	Γ_γ (meV)	$\lvert M \rvert^2$ (u.W)
1,970 → 0	$2^+,0 \rightarrow 0^+,0$	E2	1,64 ∓ 0,41	9,70 ∓ 2,30
4,178 → 0	$3^-,0 \rightarrow 0^+,0$	E3	⩽ 0,023	⩽ 36
4,178 → 1,970	$3^-,0 \rightarrow 2^+,0$	E1	⩽ 0,30	⩽ 0,36 10^{-4}
4,413 → 1,970	$4^+,0 \rightarrow 2^+,0$	E2	5,26 ∓ 0,84	10,6 ∓ 1,7
4,440 → 0	$2^+,0 \rightarrow 0^+,0$	E2	4,06 ∓ 1,35	0,41 ∓ 0,14
4,440 → 1,970	$2^+,0 \rightarrow 2^+,0$	E2 (a)	2,95 ∓ 0,98	5,6 ∓ 1,8
		M1 (a)		(0,94 ∓ 0,31) 10^{-2}
4,978 → 0	2^- $(3^-),0 \rightarrow 0^+,0$	M2	⩽ 0,10	⩽ 0,2
		E3		⩽ 45
4,978 → 1,970	2^- $(3^-),0 \rightarrow 0^+,0$	E1	⩽ 0,063	⩽ 0,31 10^{-5}
4,978 → 4,178	2^- $(3^-),0 \rightarrow 3^-,0$	M1	⩽ 0,55	⩽ 0,55 10^{-3}
		E2		⩽ 290
5,171 → 4,178	$5^-,0 \rightarrow 3^-,0$	E2	⩽ 0,53	⩽ 97
5,830 → 0	$1^-,0 \rightarrow 0^+,0$	E1	109 ∓ 72	(0,67 ∓ 0,44) 10^{-3}
5,856 → 1,970	$(2,3)^-,0 \rightarrow 2^+,0$	E1	0,78 + 0,25	0,18 10^{-4}
5,896 → 4,178	$(4^-),0 \rightarrow 3^-,0$	M1 (a)	⩽ 1,1	⩽ 10^{-2}
		E2 (a)		⩽ 129
6,837 → 4,178	$3^-,0 \rightarrow 3^-,0$	M1 (a)	1,2 ∓ 0,5	(0,31 ∓ 0,13) 10^{-2}
		E2 (a)		1,6 ∓ 0,7
6,837 → 5,171	$3^-,0 \rightarrow 5^-,0$	E2	1,99 ∓ 0,85	10,4 ∓ 4,4

a) On suppose la transition pure

possibles du spin de l'état de 6,837 MeV à 2, 3 ou 4 ; 2 et 3^+ sont exclus par l'existence de la transition vers le niveau de 5,171 MeV (5^-). Seules sont donc possibles les valeurs 3^-, 4^+ ou 4^-. M.A. MOINESTER (Mo 70) donne pour sa part $J_\pi = (0, 1, 2, 3)^-$. La seule valeur possible est alors $J_\pi = 3^-$.

III - DISCUSSION DES RESULTATS

1 - Le noyau ^{28}Si. Rappelons que, dans ce noyau, les calculs HARTREE-FOCK prévoient l'existence d'un état intrinsèque fondamental déformé, de type aplati, et celle d'un autre état intrinsèque excité, également déformé, mais de type allongé.

Bande K = 0 fondamentale : Cette bande comprend la séquence des niveaux 0^+ (fondamental), 2^+ (1,779 MeV), 4^+ (4,617 MeV) et 6^+ (8,543 MeV); l'espacement des niveaux suit relativement bien la règle en J (J + 1) puisque, par exemple, $\frac{E_{4^+}}{E_{2^+}} = 2,6$ au lieu de la valeur théorique 3,33 et $\frac{E_{6^+}}{E_{4^+}} = 1,85$ pour une valeur théorique 2,1.

Le tableau 4.6 montre les probabilités de transition (en unités Weisskopf) que nous avons mesurées pour les niveaux de la bande fondamentale ainsi que celles calculées par Y. ABGRALL et al (Ab 69a) et B. CASTEL et al. (Ca 70).

Tableau 4.6

Transition (MeV)	$J_\pi \to J'_\pi$,	$\lvert M \rvert^2$ (unités Weisskopf) a	b	c
1,779 → 0	$2^+ \to 0^+$	14,2 ± 1,7	14,5	15,8
4,617 → 1,779	$4^+ \to 2^+$	19,1 ± 1,6	20,8	13,4
8,543 → 4,617	$6^+ \to 4^+$	21 ± 11	22,9	9,5

a) Nos résultats expérimentaux

b) Calculs de Y. ABGRALL et al. (Ab 69a)

c) Calculs de B. CASTEL et al. (Ca 70)

Un très bon accord est obtenu avec les calculs de Y. ABGRALL et al. dont nous avons déjà parlé dans le chapitre I ; notons que les fonctions d'onde utilisées dans ce calcul des transitions électromagnétiques ne sont pas les fonctions d'onde projetées mais celles du type BOHR et MOTTELSON :

$$\psi_{JM} = \left(\frac{2J+1}{4\pi}\right)^{1/2} \mathcal{D}^J_{M0}(\Omega) \mid \phi >$$

où $| \phi >$ est l'état intrinsèque ; on est alors conduit à des probabilités de transition réduites de la forme bien connue :

$$B\ (E2,\ J_i \rightarrow J_f) = \frac{5}{16\pi}\ e^2\ Q_o^2\ |\ <\ J_i\ 2\ J_f\ |\ KOK\ >\ |^2$$

Q_o, le moment quadrupolaire de l'état intrinsèque est déterminé par le calcul de HARTREE-FOCK. Le très bon accord obtenu pour les trois transitions laisse supposer que le modèle rotationnel s'applique bien à la bande aplatie du ^{28}Si , et ceci sans faire intervenir de mélanges d'états.

Les résultats du tableau 4.6 montrent également que les calculs de HARTREE-FOCK prédisent une valeur correcte du moment quadrupolaire de l'état intrinsèque puisqu'ils sont capables de reproduire la force expérimentale de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, à savoir 14 u.W. On peut d'ailleurs comparer la valeur Q_o déduite de la mesure de B (E2 ; $2^+ \rightarrow 0^+$), avec celles obtenues directement dans des expériences utilisant l'effet de réorientation, dans le phénomène d'excitation coulombienne (Pe 69, Ha 69, Na 70) : ces dernières expériences déterminent le moment quadrupolaire Q du premier état excité, d'où l'on déduit Q_o par la relation :

$$Q = \frac{3K^2 - I\ (I + 1)}{(I + 1)\ (2I + 3)}\ Q_o$$

La moyenne des valeurs obtenues par excitation coulombienne , $|\ Q_0\ | = 0{,}53 \mp 0{,}10$ b , est en accord avec la valeur $|\ Q_0\ | = 0{,}67 \mp 0{,}08$ b déduite de B (E2 ; $2^+ \rightarrow 0^+$). Il apparaît donc que les fonctions d'onde de type HARTREE-FOCK sont capables de décrire correctement le moment quadrupolaire intrinsèque du ^{28}Si ainsi que les probabilités de transition à l'intérieur de la bande de rotation fondamentale ; ceci peut paraître assez surprenant puisque les calculs ont jusqu'à présent échoué dans leur description du spectre des niveaux (chapitre 1). Cependant M.R. GUNYE et al. (Gu 70) viennent de montrer que, dans le cas du ^{22}Ne, l'effet des corrélations de paires sur le spectre en énergie est très important, mais qu'il est pratiquement nul sur les probabilités de transition de type E2 à l'intérieur des bandes. Un phénomène analogue pourrait se produire dans ^{28}Si où il serait nécessaire de construire un état intrinsèque meilleur que celui de HARTREE-FOCK pour décrire le schéma des niveaux, tandis que l'état HARTREE-FOCK suffirait à décrire les probabilités de transition et le moment quadrupolaire intrinsèque.

Niveaux d'une éventuelle bande "allongée" : Les transitions entre les niveaux de cette bande, si elle existe, et ceux de la bande aplatie fondamentale doivent être retardées à cause des structures très différentes des états intrinsèques (Da 67). Ceci semble exclure la possibilité que le niveau de 4,97 MeV (0^+) soit la tête de bande "allongée" puisque la transition 4,97 MeV → 1,779 MeV est accélérée : 15 u.W (Me 69a). Le niveau de 6,691 MeV (0^+) pourrait, lui, faire partie de cette bande puisque la force de la transition 6,691 MeV → 1,779 MeV n'est que de 0,5 u.W (tableau 4.1). Il est intéressant de noter qu'une récente expérience sur la réaction $^{24}Mg(^{27}Li,t)^{28}Si$, a montré que ce niveau de 6,691 MeV était fortement alimenté par un transfert d'α à partir du ^{24}Mg, alors que les niveaux de la bande "aplatie" l'étaient peu (Be 70) ; ceci est, peut-être, une indication que le niveau en question n'a pas la même déformation que ceux de la bande fondamentale.

Le niveau 2^+ associé au 0^+ "allongé" pourrait être, soit le niveau de 7,418 MeV, soit encore celui de 7,381 MeV, qui présentent tous deux des transitions retardées vers l'état fondamental et l'état de 1,779 MeV. En particulier, pour le niveau de 7,418 MeV, $B(E2 ; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2 ; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 3,2 \mp 1,4$ au lieu de la valeur théorique 5 que donnerait le modèle rotationnel (les indices 2 et 1 différencient les états de la bande excitée de ceux de la bande fondamentale).

Si l'accord n'est pas parfait entre les deux valeurs, il ne nous semble pas qu'il y ait là un argument suffisant pour exclure l'existence d'une bande allongée dont ferait partie le niveau de 7,418 MeV (Gi 69). En fait le seul argument décisif serait la mesure de la probabilité de la transition 7,418 MeV → 6,691 MeV qui n'a pu être encore effectuée.

Le niveau 4^+ de la bande pourrait être l'état de 8,946 MeV dont la transition vers le niveau de 1,779 MeV est très retardée : < 0,025 u.W (tableau 4.2) ; on peut d'ailleurs noter que la réaction $^{24}Mg(^{7}Li,t)^{28}Si$ peuple très fortement un niveau vers 8,94 MeV qui est, sans doute, l'état de 8,946 MeV, bien que la résolution expérimentale ne permette pas de le séparer du niveau de 8,90 MeV (1^-). Une détermination certaine du spin du niveau est donc très souhaitable, ainsi que la mesure de la probabilité de la transition 8,946 → 7,418 MeV qui, dans l'hypothèse de l'existence de la bande allongée, doit être accélérée.

Autres niveaux : Les résultats du tableau 4.1 montrent un nouvel exemple d'application de la règle de sélection, maintenant bien connue, due au spin isobarique : dans ce noyau N = Z, les transitions de multipolarité E1 et M1 sont, en effet, fortement retardées entre les niveaux de spin isobarique 0.

2 - Le noyau ^{32}S

Niveaux d'une éventuelle bande de rotation non axiale - Nous avons déjà indiqué dans le chapitre I que, si l'on ne tient pas compte de l'interaction spin-orbite, les calculs HARTREE-FOCK favorisent une solution déformée non axiale dans le cas de ^{32}S, comme dans celui de ^{24}Mg. Le problème qui se pose est alors de savoir si l'interaction spin-orbite ne détruit pas les sortes de corrélations de type α qui favorisent cette déformation , ce que l'allure vibrationnelle du spectre des niveaux et certains résultats expérimentaux (Me 70) pourraient laisser croire.

Les deux autres noyaux légers, de type N = Z, pour lesquels la théorie HARTREE-FOCK prévoit des déformations non axiales sont ^{16}O (bande 4t-4p dont le niveau 0^+ a l'énergie d'excitation 6,056 MeV) et ^{24}Mg ; nous comparons dans la figure 4.1 les schémas des niveaux "équivalents" des noyaux ^{16}O, ^{24}Mg et ^{32}S, susceptibles de faire partie de la bande non axiale.

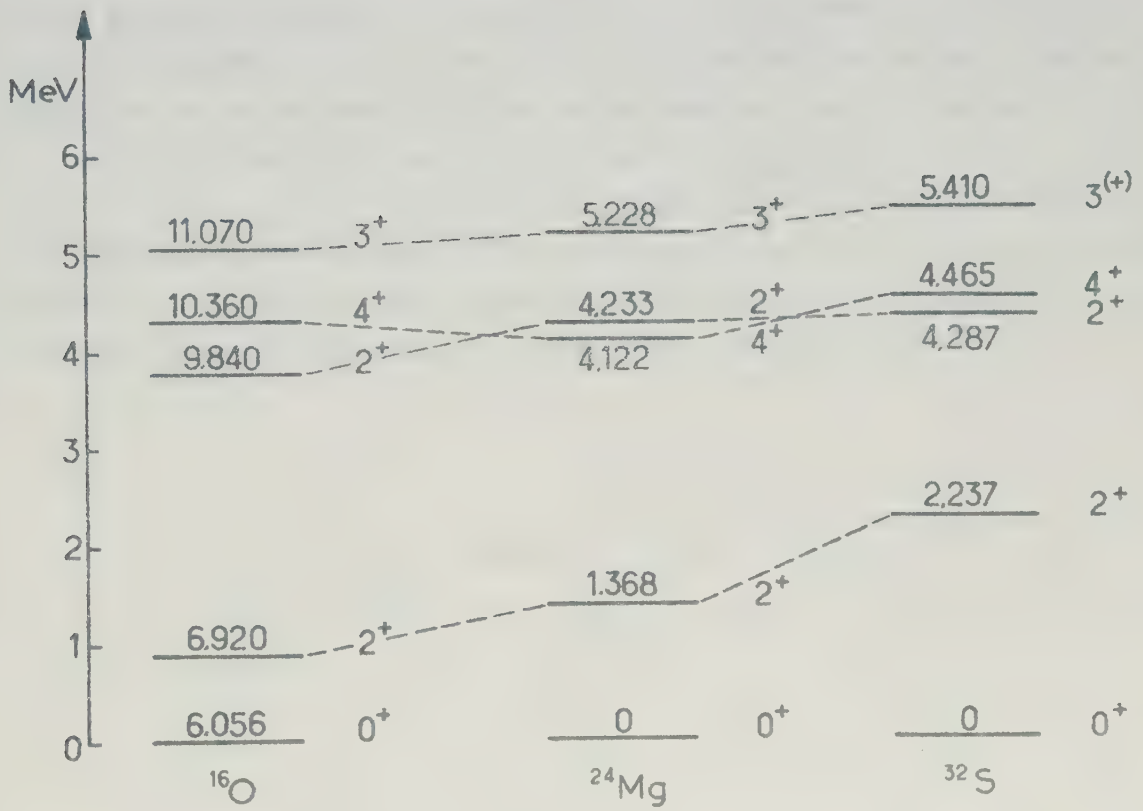


Fig. 4.1 - Comparaison entre les schémas des niveaux des noyaux ^{16}O, ^{24}Mg et ^{32}S, susceptibles de faire partie de la bande non axiale.

Nous avons poursuivi cette comparaison en l'appliquant aux probabilités de transition (tableau 4.7). Les résultats, concernant ^{16}O et ^{24}Mg, proviennent des références (Ch 69) et (Br 69), et la valeur de la probabilité de la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ dans ^{32}S est la moyenne de deux mesures (Ga 69, In 69).

Tableau 4.7

Transition noyau	$2_1^+ \rightarrow 0$	$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$2_2^+ \rightarrow 0$	$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$3^+ \rightarrow 2_1^+$
^{16}O	25 ∓ 8	42 ∓ 8	1,2 ∓ 0,3	5,0 ∓ 1,0	
^{24}Mg	20,8 ∓ 0,8	23 ∓ 5	1,4 ∓ 0,3	2,1 ∓ 0,5	2,1 ∓ 0,3
^{32}S	10,0 ∓ 3,7	15 ∓ 3	1,6 ∓ 0,1	5,7	3,0 ∓ 1,0

Le noyau ^{32}S apparaît moins déformé que ^{16}O et ^{24}Mg comme en témoignent les probabilités de transition $2_1^+ \rightarrow 0^+$; de même le schéma des niveaux montre des différences et, en particulier, l'espacement des niveaux 0^+, 2_1^+, 4_1^+ s'écarte largement de la loi en J(J + 1). Cependant les probabilités de transition présentent de nettes analogies, au moins qualitatives, et une certaine similitude des structures des trois noyaux peut sembler plausible.

Dans le tableau 4.8 nous comparons les probabilités de transition mesurées dans ^{32}S avec celles calculées à partir du modèle de DAVYDOV et FILIPPOV qui donne une approximation macroscopique des résultats qu'on peut obtenir dans les solutions triaxiales du calcul HARTREE-FOCK.

Tableau 4.8

Transition	Davydov ($\gamma = 20°$) (u.W)	Expérimental (u.W)
$2_1^+ \rightarrow 0^+$	10,0 (a)	10,0 ∓ 3,7
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	14,6	15 ∓ 3 (b)
$2_2^+ \rightarrow 0^+$	0,7	1,6 ∓ 0,1
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	3,9	5,7
$3^+ \rightarrow 2_1^+$	1,3	3,0 ∓ 1,0

(a) Cette valeur est prise arbitrairement égale à la valeur expérimentale
(b) Moyenne des mesures des références (In 69) et (Ga 69)

Si l'on veut bien considérer que le modèle de DAVYDOV ne peut fournir qu'une estimation des probabilités de transition, un certain accord, au moins qualitatif, peut être retenu entre les valeurs expérimentales et théoriques. L'hypothèse de la bande non axiale conduirait à l'existence, dans ^{32}S, d'un niveau 4_2^+ vers 6 ou 7 MeV d'énergie d'excitation : le niveau correspondant dans ^{24}Mg est en effet celui de 6,005 MeV. Ce niveau 4_2^+ pourrait être celui de 6,850 MeV qui décroît très sélectivement vers l'état de 4,280 MeV (2_2^+) et présente au contraire une transition très faible vers l'état de 2,230 MeV (2_1^+) : dans l'hypothèse du spin 4^+ pour le niveau, nous obtenons en effet les probabilités de transition E2 suivantes :

$$6{,}850 \text{ MeV} \rightarrow 2{,}230 \text{ MeV} : \leqslant 0{,}16$$
$$6{,}850 \text{ MeV} \rightarrow 4{,}280 \text{ MeV} : 11 \mp 3$$

Ces valeurs montreraient bien l'effet attendu de l'accélération des transitions à l'intérieur de la bande K = 2 et celui du retard des transitions entre bandes K = 2 et K = 0.

Il semble que les probabilités de transition mesurées soient donc compatibles avec l'hypothèse d'une déformation encore importante et peut-être non axiale de l'état intrinsèque de ^{32}S. Ceci est en contradiction avec les résultats d'une étude récente de la diffusion de deutons sur ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar (Me 70) : l'analyse, par équations couplées, des distributions angulaires donne en effet les meilleurs résultats si l'on suppose que ^{32}S a une forme d'équilibre sphérique et que les premiers niveaux excités sont de nature vibrationnelle, ce qui semblerait d'ailleurs compatible avec le spectre en énergie.

Cependant, la mesure du moment quadrupolaire du niveau de 2,230 MeV (Na 70) vient de donner le résultat suivant : $Q = -0{,}20 \mp 0{,}06$b, ce qui conduit à la valeur $|Q_o| = 0{,}70 \mp 0{,}21$b pour le moment quadrupolaire intrinsèque. Nous ne retiendrons ici que la valeur absolue de la mesure puisque les probabilités de transitions ne sont pas sensibles au signe de Q_o. La valeur "électromagnétique" du moment quadrupolaire intrinsèque, extraite de la probabilité de la transition $2_1^+ \rightarrow 0^+$, soit $|Q_o| = 0{,}58 \mp 0{,}17$b, est en accord avec la valeur de K. NAKAI et al. (Na 70) , et elle n'est que de peu supèrieure à celle calculée par J. BAR-TOUV et al. (Ba 65) (figure 1.5) qui est de 0,48 b.

Finalement , les mesures de probabilités de transition ainsi que celle du moment quadrupolaire concordent pour indiquer que le noyau ^{32}S pos-

sède une déformation de l'état intrinsèque assez importante ; cette déformation pourraît être de type non axiale comme le prévoient les calculs HARTREE-FOCK qui ne tiennent pas compte des corrélations d'appariement ; ces calculs conduisent cependant, dans la bande fondamentale, à un spectre des niveaux d'allure J(J + 1) qui est très loin de la réalité expérimentale. Ce désaccord pourrait s'expliquer par l'existence dans l'état 0^+ fondamental d'une large composante de l'état sphérique (Ba 69) qui est une autre solution des calculs HARTREE-FOCK dont l'énergie est proche de celle de la solution non axiale si l'on fait intervenir une importante interaction spin-orbite (figure 1.7).

Autres niveaux : Comme dans le cas du ^{28}Si, nous retrouvons le résultat général du retard des transitions E1 et M1 dans les noyaux N = Z (voir tableau 4.3). D'autre part, la transition 5,006 MeV → 0 MeV de caractère E3 est fortement accélérée : 35 $\overline{+}$ 11 u.W ; ceci conduit à penser que l'état de 5,006 MeV comporte une large composante d'excitation vibrationnelle octupolaire ; si ^{32}S nous paraît donc être encore un noyau de type déformé, il est très probable qu'il est plus sensible aux excitations de type vibrationnel que les noyaux du début de la couche 2s-1d.

3 - Le noyau ^{36}Ar. Le schéma des premiers niveaux excités laisse fortement penser que ceux-ci sont de nature vibrationnelle : le premier niveau 2^+ serait ainsi un état à un phonon quadrupolaire, le niveau de 4,178 MeV (3^-) un état à un phonon octupolaire et les niveaux presque dégénérés de 4,330 MeV (0^+), 4,413 MeV (4^+) et 4,440 MeV (2^+) le triplet des états à deux phonons quadrupolaires. Si cette hypothèse est valable, il devrait exister un multiplet d'états (1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-) à un phonon quadrupolaire et un phonon octupolaire construit à partir des états de 1,970 MeV et 4,178 MeV ; or une comparaison de nos mesures, de celles de F.C. ERNE (Er 66) et de M.A. MOINESTER et al. (Mo 70) permet de constater la présence entre 5 et 6 MeV de cinq niveaux dont les spins sont respectivement 1^-, 2^- (3^-), $(2, 3)^-$, 4^- et 5^- ; un sixième niveau (3^-) se trouve d'ailleurs à une énergie d'excitation légèrement supérieure : 6,837 MeV. La figure 4.2 montre que ces niveaux pourraient bien être ceux du multiplet des états à deux phonons $\lambda = 2$ et $\lambda = 3$.

Dans le tableau 4.9 nous présentons une comparaison des probabilités de transitions expérimentales relatives aux niveaux 4^+ et 2_2^+ avec les estimations du modèle vibrationnel pur ; des déviations importantes apparaissent par rapport à ces estimations notamment pour la transition $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$: ce résultat est cependant général dans la zone des noyaux dits "vibrationnels" (Na 66), et il est évident qu'un modèle plus élaboré, tenant compte par exemple des termes

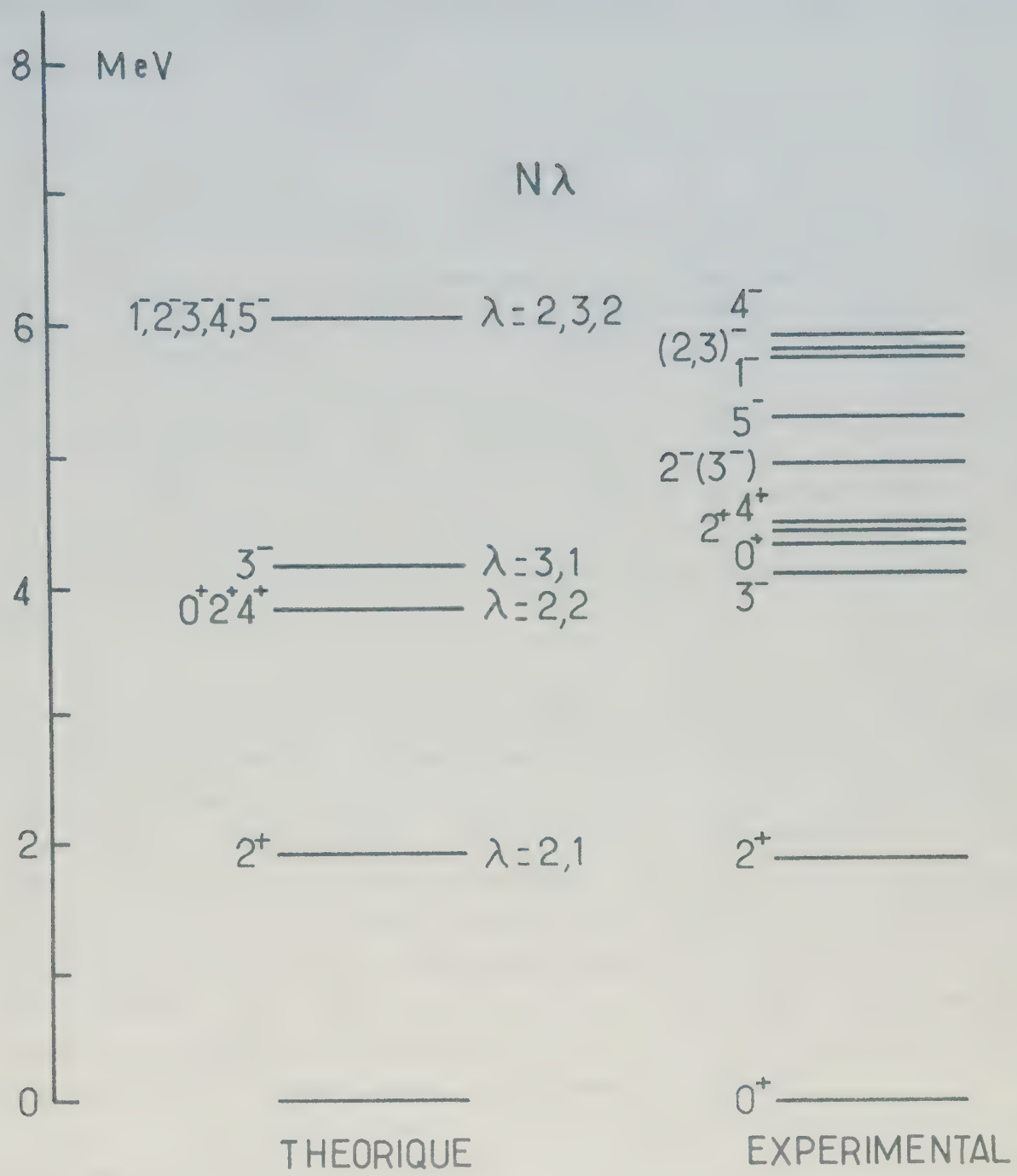


Fig. 4.2 - Comparaison entre le schéma des niveaux expérimental de ^{36}Ar et celui obtenu dans un modèle vibrationnel-harmonique. N_λ est le nombre de phonons d'ordre λ.

anharmoniques, est nécessaire pour rendre compte des probabilités de transition.

Tableau 4.9

	Expérimental	Approximation harmonique du modèle vibrationnel
$B(E2 ; 4^+ \rightarrow 2_1^+)$	1,10 ± 0,45	2
$B(E2 ; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+)$	0,59 ± 0,34	2
$B(E2 ; 2_2^+ \rightarrow 0)$	0,04 ± 0,02	<< 1

Pour ce qui est des états du possible multiplet phonon quadrupolaire-phonon octupolaire , il semble qu'on puisse simplement avancer que les probabilités de leurs transitions de type E1 vers le niveau de 1,970 MeV soient plus retardées qu'il n'est normal , même pour des noyaux de type N = Z. Pour ces noyaux, dans la zone A = 20 - 40, la moyenne du retard des transitions E1 est en effet de $0,18\ 10^{-3}$ (Sk 67), alors que pour les transitions 4,978 MeV → 1,970 MeV et 5,856 MeV → 1,970 MeV nous avons respectivement les valeurs $\lesssim 0,30\ 10^{-5}$ et $(0,18 \pm 0,06)10^{-4}$. Ces retards se justifient, dans l'hypothèse vibrationnelle, puisque les transitions E1 entre un état à deux phonons,quadrupolaire et octupolaire,et un état à un phonon quadrupolaire sont interdites.

Il semble donc que nos résultats soient plus facilement explicables en considérant une forme d'équilibre de ^{36}Ar sphérique, ou du moins peu déformée. M. MERMAZ et al . (Me 70) parviennent d'ailleurs à la même conclusion par l'étude de la diffusion inélastique de deutons sur ^{36}Ar.

Dans un calcul très récent de type HARTREE-FOCK - BOGOLIUBOV, J. BAR-TOUV et al. (Ba 69) montrent d'ailleurs que le fait de tenir compte des corrélations d'appariement dans ^{36}Ar favorise la solution allongée, tout en diminuant considérablement sa déformation : ils trouvent un paramètre de moment d'inertie $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$ égal à 2,83 MeV, ce qui implique que l'énergie d'excitation des états rotationnels doit être très supérieure à l'énergie d'excitation des états vibration-

nels, si l'on retient du moins la solution allongée pour l'état intrinsèque fondamental.

4 - Evolution de la déformation des noyaux dans la couche s-d - Conclusion.

En conclusion, il semble qu'on puisse dire que nos mesures confirment, dans ^{28}Si, l'existence de la bande de rotation fondamentale de type aplatie ; du point de vue des probabilités de transition, cette bande semble même, paradoxalement, assez pure puisqu'elle est bien décrite par un calcul utilisant les fonctions d'onde du modèle rotationnel et une valeur du moment quadrupolaire intrinsèque déduite d'un calcul HARTREE-FOCK.

Le ^{32}S, qu'on considérait plutôt jusqu'ici comme devant être un noyau de caractère sphérique, nous paraît conserver une déformation statique importante. Cependant des mélanges d'états doivent apparaître dans ce noyau : l'état 0^+ fondamental pourraît comporter une grande composante sphérique, ce qui abaisserait son énergie à un niveau suffisant pour expliquer l'allure du spectre en énergie.

Enfin, sous l'influence croissante de l'interaction spin-orbite et des corrélations d'appariement, la déformation de ^{36}Ar nous semble être très faible et une description proche de la description vibrationnelle peut s'appliquer à ce noyau.

C O N C L U S I O N

La méthode de l'atténuation du déplacement Doppler nous a permis de mesurer les vies moyennes de nombreux états excités des noyaux ^{28}Si, ^{32}S et ^{36}Ar. Grâce à l'alimentation des niveaux par des réactions de capture radiative de protons, une bonne précision expérimentale a pu être obtenue. En particulier, la description des phénomènes de ralentissement par les théories de LINDHARD et BLAUGRUND semble suffisamment précise dans le domaine des énergies de recul faibles où nous nous sommes placés.

Les résultats des mesures ont été comparés aux différentes prédictions des calculs HARTREE-FOCK. La déformation à symétrie axiale du noyau ^{28}Si est confirmée, et on a montré que les fonctions d'onde du modèle rotationnel décrivent bien les probabilités des transitions à l'intérieur de la bande de rotation fondamentale. Les mesures paraissent indiquer que ^{32}S a une forme d'équilibre non sphérique, ce qui montrerait que les effets de l'interaction spin-orbite et des corrélations d'appariement ne détruisent pas complètement, dans ce noyau, les sortes de corrélations de type α qui favorisent les déformations. Enfin, le retour à une forme d'équilibre quasi-sphérique semble intervenir au niveau de ^{36}Ar.

Cette étude, qui met en relief l'intérêt de mesures ultérieures comme, par exemple, celle des probabilités de transition à l'intérieur d'une éventuelle bande de rotation excitée de type allongé dans ^{28}Si, apporte donc des renseignements sur la structure, encore mal connue, des noyaux de la deuxième moitié de la couche s-d.

BIBLIOGRAPHIE

Ab 69a — Y. Abgrall - Session d'études sur la Physique et la production des ions lourds - La Plagne - 1969

Ab 69b — Y. Abgrall, G. Baron, E. Caurier et G. Monsonégo - Nucl. Phys. A 131 (1969) 609

Al 69 — T.K. Alexander, C. Broude, A.J. Ferguson, J.A. Kuehner, A.E. Litherland, R.W. Ollerhead et P.J.M. Smulders - Can J. of Physics 47 (1969) 650

Al 69a — M.M. Aléonard, D. Castéra, P. Hubert, F. Leccia, P. Mennrath et J.P. Thibaud - C.R. Acad. Sci. 268 B (1969) 1272

Al 70 — M.M. Aléonard, D. Castéra, P. Hubert, F. Leccia, P. Mennrath et J.P. Thibaud - Nucl. Phys. A 146 (1970) 90

An 64 — Y.P. Antouviev, D.A.E. Darwish, O.E. Badawy, L.M. El Nadi et P.V. Sorokin Nucl. Phys. 56 (1964) 401

An 69 — J.H. Anderson et R.C. Ritter - Nucl. Phys. A 128 (1969) 305

Ba 65 — J. Bar-Touv et I. Kelson - Phys. Rev. 138 (1965) B 1035

Ba 67 — J. Bar-Touv et C.A. Levinson - Phys. Rev. 153 (1967) 1099

Ba 69 — J. Bar-Touv, A. Goswami, A.L. Goodman et G.L. Struble - Phys. Rev. B 178 (1969) 1670

Be 67 — R.E. Berg, J.L. Snelgrove et E. Kashy - Phys. Rev. 153 (1967) 1165

Be 69 — D. Bertault, J. Dalmas, M. Vidal, P. Walter - Communication privée

Be 70 — K. Bethge - Communication privée

Bl 66 — A.E. Blaugrund - Nucl. Phys. 88 (1966) 501

Bo 53 — A. Bohr et B.R. Mottelson - Dan. Mat. Phys. Medd. 27 (1953) 16

Bo 69 — W. Bohne et H. Fuchs - Nucl. Phys. A 131 (1969) 273

Br 63 — C. Broude et H.E. Gove - Ann. Phys. (N.Y.) 23 (1963) 71

Br 69 C. Broude - Comptes rendus - Conférence Internationale sur les propriétés des états nucléaires - Montréal (1969) 221

Ca 70 B. Castel et J.C. Parikh - Phys. Rev. C 1 (1970) 990

Ch 67 Proceedings of an International Conference on atomic collisions and penetration studies with energetic (keV) ion beams - Chalk River - Can. J. of Physics 46 (1968)

Ch 69 P. Chevallier - Communication privée

Cu 69a W.M. Currie - Nucl. Inst. Meth. 73 (1969) 173

Cu 69b W.M. Currie, L.G. Earwaker et J. Martin - Nucl. Phys. A 135 (1969) 325

Da 58 A.S. Davydov et G.F. Filippov - Nucl. Phys. 8 (1958) 237

Da 67 S. Das Gupta et M. Harvey - Nucl. Phys. A 94 (1967) 602

En 67 P.M. Endt et C. Van der Leun - Nucl. Phys. A 105 (1967) 1

En 68 G.A.P. Engelbertink, H. Lindeman et M.J.N. Jacobs - Nucl. Phys. A 107 (1968) 305

Er 66 F.C. Erné - Nucl. Phys. 84 (1966) 241

Fa 66 B. Fastrup, P. Hvelplund and C.A. Sautter - Dan. Mat. Fys. Medd. 35 (1966) 10

Ga 69 G.T. Garvey, K.W. Jones, L.E. Carlson, A.G. Robertson et D.F.H. Start - Phys. Letters 29 B (1969) 108

Gi 68 E.F. Gibson, K. Battleson et D.K. Mac Daniels - Phys. Rev. 172 (1968) 1004

Gi 69 E.F. Gibson, A. Goswami, F. Huang et D.K. Mc Daniels - Phys. Rev. 188 (1969) 1965

Gl 64 P.W.M. Glaudemans, G. Wiechers et P.J. Brussaard - Nucl. Phys. 56 (1964) 548

Go 40 S. Goudsmit et J.L. Saunderson - Phys. Rev. 57 (1940) 24 et 58 (1940) 36

Gr 69 H. Grawe et K.P. Lieb - Nucl. Phys. A 127 (1969) 13

Gu 70 M.R. Gunye et S.B. Khadkikar - Phys. Rev. Letters 24 (1970) 910

Ha 69 O. Häusser, T.K. Alexander, D. Pelte et B.W. Hooton - Phys. Rev. Letters 23 (1969) 320

In 69 F. Ingebretsen, A.J. Ferguson, A. Hendrikson, J.R. Leslie, J.H. Montague et B.W. Sargent - Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 567

Je 67 P. Jespersgård et J.A. Davies - Can. J. of Physics 45 (1967) 2983

Ki 69 M. Kieran, J.A. Kuehner et R.W. Ollerhead - Bull. Am. Phys. Soc. 14 (1969) 550

La 69 S.T. Lam, A.E. Litherland et T.K. Alexander - Can. J. of Physics 47 (1969) 1371

Le 50 H.W. Lewis - Phys. Rev. 78 (1950) 526

Le 67 F. Leccia - Thèse de 3ème Cycle, Bordeaux (1967)

Li 63 J. Lindhard, M. SCHARFF et H.E. Schiott - Dan. Mat. Fys. Medd. 33 (1963) 14

Li 69 A.E. Litherland, P.J.M. Smulders et T.K. Alexander - Can. J. of Physics 47 (1969) 639

Me 69a M.A. Meyer et N.S. Wolmarans - Nucl. Phys. A 136 (1969) 663

Me 70 M.C. Mermaz, C.A. Whitten, Jr et D.A. Bromley - Phys. Rev. 187 (1969) 1466

Me 70a M.A. Meyer, N.S. Wolmarans et D. Reitmann - Nucl. Phys. A 144 (1970) 261

Mo 70 M.A. Moinester et W. Parker Alford - Nucl. Phys. A 145 (1970) 143

Mu 67 R. Muthukrishnan - Nucl. Phys. A 93 (1967) 417

Na 66 O. Nathan et S.G. Nilsson - Alpha, Beta and gamma ray spectroscopy 1966, 601 - North-Holland Publishing Company - Amsterdam

Na 70 K. Nakai, J.L. Québert, F.S. Stephens et R.M. Diamond - Phys. Rev. Letters 24 (1970) 903

Ol 70 R.W. Ollerhead, T.K. Alexander et O. Häusser - Can. J. of Physics 48 (1970) 47

Or 65 J.H. Ormrod, J.R. Mac Donald et H.E. Duckworth - Can. J. of Physics 43 (1965) 275

Pa 69 R. Padjen - Thèse - Faculté des Sciences d'Orsay (1969)

Pe 57 R.E. Peierls et J. Yoccoz - Proc. Phys. Soc. A 70 (1957) 381

Pe 69 D. Pelte, O. Häusser, T.K. Alexander, B.W. Hooton et H.C. Evans - Phys. Let. 29 B (1969) 660

Pi 69 C.J. Piluso, G.C. Salzman, D.K. Mc Daniels - Phys. Rev. 181 1555

Po 62 D. Powers et W. Whaling - Phys. Rev. 126 (1962) 61

Po 66 A.R. Poletti et M.A. Grace - Nucl. Phys. 78 (1966) 319

Ri 68 G. Ripka - Advances in Nuclear Physics - Vol 1 (1968) 183

Ri 68a G. Ripka - The Structure of low - Medium mass nuclei (1968) 167

Ro 68 S.W. Robinson et R.D. Bent - Phys. Rev. 168 (1968) 1266

Sk 67 S.J. Skorka, J. Hertel et T.W. Retz - Schmidt - Nucl. Data 2 (1967) 347

St 67 A.P. Stamp - Nucl. Phys. A 105 (1967) 627

Te 69 S.N. Tewari et D. Grillot - Phys. Rev. 177 (1969) 1717

Th 69 J.P. Thibaud, M.M. Aléonard, D. Castéra, P. Hubert, F. Leccia et P. Mennrath - Nucl. Phys. A 135 (1969) 281

Th 70a J.P. Thibaud, M.M. Aléonard, D. Castéra, P. Hubert, F. Leccia et P. Mennrath - C.R. Acad. Sci. 270 (1970) 115

Th 70b J.P. Thibaud, M.M. Aléonard, D. Castéra, P. Hubert, F. Leccia et P. Mennrath - Journ. de Physique 31 (1970) 131

Wi 67 B.H. Wildenthal, P.W.M. Glaudemans, E.C. Halbert et J.B. Mc Grary - Bull. Am. Phys. Soc. 12 (1967) 48

Vu et approuvé

Bordeaux, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

J. VALADE

Vu et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de BORDEAUX

J. BABIN